

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin

Estrutura Nuclear e Competição Entre Modos de Decaimento de Ressonâncias Gigantes

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA TESE
DE DOUTORAMENTO DEFENDIDA PELO ALUNO CARLOS
AUGUSTO P. CENEVIVA E APROVADA
PELA COMISSÃO JULGADORA.

Tese de doutorado submetida ao
Instituto de Física Gleb Wataghin da
Universidade Estadual de Campinas

19/12/1997

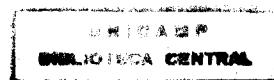


Carlos Augusto P. Ceneviva

Orientador: Prof. Dr. Hélio Dias

Campinas

1997



9818439

UNIDADE	IFGW
N.º CHAMADA:	UNICAMP
	C332e
V.	Ex.
TOMBO BC/	35042
PROC.	395/98
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	11/03/98
N.º CPDE	400/15943-5

IF-1137

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

C332e

Ceneviva, Carlos Augusto P.

Estrutura nuclear e competição entre modos de decaimento de ressonâncias gigantes / Carlos Augusto P. Ceneviva. – Campinas, SP : [s.n.], 1997.

Orientador: Hélio Dias.

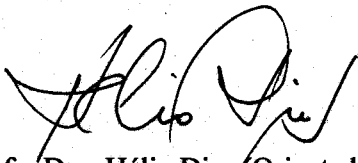
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Ressonância magnética nuclear gigante. 2. Estrutura nuclear. I. Dias, Hélio. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

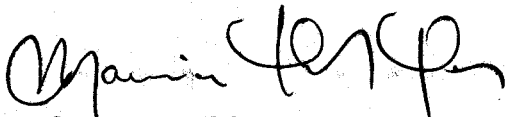
PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO
CARLOS AUGUSTO PRETONI CENEVIVA

DATA : 17 / 12 / 97

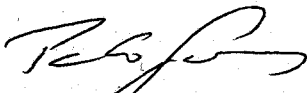
BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. Hélio Dias (Orientador do Candidato)



- Prof. Dr. Maurício Porto Pato



- Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes



- Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato



- Prof. Dr. José Augusto Chinellato

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Hélio Dias pela orientação e apoio, fundamentais para a realização deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Dr. Nilton Teruya pelas discussões e amizade sempre presentes.

Agradeço ao Prof. Dr. Laercio Losano pelas discussões e incentivos.

Agradeço aos amigos que, mesmo à distância, souberam apoiar-me.

Resumo

A estrutura dos níveis de mais baixa energia para isótopos ímpares de Pb ($193 \leq A \leq 205$) é investigada no contexto da aproximação de BCS projetada (PBCS) com uma- e três- quase-partículas. Uma interação do tipo delta de superfície (SDI) foi utilizada como interação residual. Energias de excitação, fatores espectroscópicos e momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico foram calculados e comparados com valores experimentais. Para isótopos ímpares de Te ($115 \leq A \leq 131$), os cálculos das energias de excitação e dos momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico são feitos no esquema do modelo de acoplamento fônon-quase-partícula-projetada (QGPC) e os resultados são comparados com os dados experimentais. Os efeitos da restauração da simetria no número de partículas são discutidos através da comparação com cálculos de acoplamento quase-partícula-fônon (QPC) feitos com a aproximação de BCS sem projeção.

O decaimento, por prótons e por nêutrons, da ressonância gigante de monopolo no ^{90}Zr é analisado através do modelo híbrido incluindo-se as contribuições semi-direta e estatística no contexto da competição entre de canais de partícula, com a hipótese da independência entre os canais tipo-de-partícula. As componentes semi-diretas são compatíveis com os cálculos de RPA ("Random Phase Approximation") no contínuo de partícula-buraco.

No caso da ressonância gigante de quadrupolo no ^{40}Ca , o decaimento por prótons é analisado com a inclusão dos modos semi-direto, estatístico e de pré-equilíbrio através da evolução encadeada das configurações de partícula-buraco. Novamente, é assumida a independência entre os canais tipo-de-partículas. É estabelecida uma forte evidência da contribuição de pré-equilíbrio no decaimento da ressonância gigante. As larguras de "damping" para o processo $(1p-1b) \rightarrow (2p-2b)$ são calculadas para os núcleos de ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb na aproximação das *reações compostas de multi-estágios* (MSCR).

Abstract

The low-lying level structure of the odd-mass *Pb* isotopes ($193 \leq A \leq 205$) is investigated in terms of the projected BCS approximation (PBCS) with one- and three-quasiparticle. A surface delta interaction (SDI) is used as residual interaction. Excitation energies, spectroscopic factors magnetic dipole and electric quadrupole moments are calculated and compared with experimental data. To the odd-mass *Te* isotopes ($115 \leq A \leq 131$), the calculations of excitation energies, magnetic dipole and electric quadrupole moments are done within the framework of the projected-quasiparticle-phonon coupling (PQPC) model and results are compared with experimental data. The effects of the restoration of particle number symmetry are discussed through the comparison with quasiparticle phonon coupling calculations (QPC) using BCS approximation without projection.

The decay, by protons and neutrons, of the giant monopole resonance in ^{90}Zr is analyzed via hybrid model including semidirect and statistic contributions in the context of particle channels competition with the hypothesis of the independence between particle-type channels. The semidirect components are compatible with particle-hole continuum *random-phase-approximation* (RPA) calculations.

In the case of the giant quadrupole resonance in ^{40}Ca , the decay by protons is analyzed with the inclusion of the modes semidirect, statistic and preequilibrium in the scheme of the chaining evolution of particle-hole configurations. Again the independence between particle-type channels is assumed. Is established a strong evidence of the preequilibrium contribution in the decay of the giant resonance. The damping widths for the process $(1p-1h) \rightarrow (2p-2h)$ are estimated for the nuclei ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb in the *multistep compound reactions* (MSCR) approximation.

Índice

Resumo	iv
Lista de figuras	viii
Lista de tabelas	ix
1 Introdução	1
2 Estrutura nuclear de núcleos esféricos	
2.1 Quase-partículas.....	11
2.2 Uma e três quase-partículas.....	18
2.3 Quase-partícula-vibrador	23
2.4 Cálculos de uma e três quase-partículas para isótopos de <i>Pb</i>	26
2.5 Cálculos de uma quase-partícula-vibrador para isótopos de <i>Te</i>	40
3 Competição entre modos de decaimento das ressonâncias gigantes	
3.1 Estrutura das ressonâncias gigantes.....	45
3.1.1 Ressonâncias de partícula-única	47
3.1.2 Aproximação de fases aleatórias (RPA)	50
3.2 Decaimento das ressonâncias gigantes.....	55
3.2.1 Decaimento estatístico e modelo híbrido	55
3.2.2 Reações de multi-estágios.....	58
3.2.3 Decaimento de pré-equilíbrio.....	61
3.3 Ressonância gigante elétrica de monopolo no ^{90}Zr	66

3.4	Ressonância gigante elétrica de quadrupolo no ^{40}Ca	72
3.5	Larguras de “damping”	76
3.6	Cálculos de larguras de “damping” para o ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb	80
4	Conclusões	84
	Referências	87

Lista de Figuras

2.1	Níveis de baixa energia para isótopos ímpares $^{193} \text{ a } ^{205} \text{Pb}$ até 5,0 MeV	31
2.2	Níveis de baixa energia para isótopos ímpares $^{201} \text{ a } ^{205} \text{Pb}$ até 2,0 MeV	32
2.3	Níveis de baixa energia para isótopos ímpares $^{115} \text{ a } ^{131} \text{Te}$	41
3.1	Cadeias \mathcal{P} e \mathcal{D} numa reação nuclear	58
3.2	Esquema de acoplamento para MSCR	62
3.3	Espectro teórico e experimental de prótons para a RGE0 no $^{90} \text{Zr}$	67
3.4	Espectro teórico e experimental de nêutrons para a RGE0 no $^{90} \text{Zr}$	68
3.5	Espectro de prótons para a RGE2 no $^{40} \text{Ca}$ (estatístico)	73
3.6	Espectro de prótons para a RGE2 no $^{40} \text{Ca}$ (estatístico + semi-direto)	74
3.7	Espectro de prótons para a RGE2 no $^{40} \text{Ca}$ (estatístico + semi-direto + pré-equilíbrio)	75
3.8	Larguras de damping $(1p - 1b) \rightarrow (2p - 2b)$ no $^{40} \text{Ca}$	82
3.9	Larguras de damping $(1p - 1b) \rightarrow (2p - 2b)$ no $^{90} \text{Zr}$	82
3.10	Larguras de damping $(1p - 1b) \rightarrow (2p - 2b)$ no $^{208} \text{Pb}$	82

Lista de Tabelas

2.1	Função de onda de paridade negativa para isótopos de <i>Pb</i>	33
2.2	Função de onda de paridade positiva para isótopos de <i>Pb</i>	35
2.3	Momentos magnéticos experimentais e calculados nos isótopos de <i>Pb</i>	37
2.4	Momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico nos isótopos de <i>Pb</i>	38
2.5	Fatores espectroscópicos experimentais e calculados nos isótopos de <i>Pb</i>	39
2.6	Fatores espectroscópicos experimentais e calculados nos isótopos de <i>Te</i>	42
2.7	Momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico nos isótopos de <i>Te</i>	43
3.1	Números de níveis experimentais e teóricos para o ^{89}Y	70
3.2	Números de níveis experimentais e teóricos para o ^{89}Zr	70
3.3	Comparação entre os espectros	71
3.4	Parametros da interação Landau Migdal e do potencial de Woods-Saxon	71
3.5	Níveis de partícula-única utilizados nos cálculos das larguras de damping.....	83

Capítulo 1

Introdução

Nos últimos anos o conhecimento sobre a estrutura do núcleo atômico tem sido enormemente incrementado e aperfeiçoado através da rápida acumulação de dados experimentais e do desenvolvimento de vários modelos nucleares. Estes modelos são, normalmente, baseados em alguns conceitos físicos simples, formulados em linguagem matemática, tornando possível a interpretação sistemática da enorme quantidade de informações experimentais. Ainda que alguns deles possam fornecer apenas uma descrição qualitativa de fenômenos específicos observados, outros podem acomodar, até quantitativamente, um grande número de propriedades nucleares.

O estudo de modelos nucleares e das técnicas matemáticas envolvidas não tem interesse somente na descrição das propriedades do núcleo atômico. Muitos conceitos básicos da física nuclear são, também, de grande valia em outras áreas da física e vice-versa. O próprio modelo de camadas para o núcleo, foi precedido pelo modelo de camadas eletrônicas para o átomo [Fe 55]. Um outro exemplo, utilizado nesta tese, é a teoria de BCS para supercondutividade [Ba 57], originalmente formulada para descrever propriedades similares entre o superfluido ^4He e metais supercondutores [Co 56], e em seguida adotada em física nuclear. Inversamente, o método de coordenadas geradoras (GCM), que tem sua origem em física nuclear [Hi 53], pode ser aplicado em outros campos, como, e.g., em física molecular [La 75].

Entretanto, o núcleo atômico — considerado como um sistema de prótons e nêutrons que interagem — está numa posição especial em relação a outros sistemas de muitas partículas. Ele contém muitos núcleons para tratá-los exatamente, e ao mesmo tempo poucos núcleons para permitir uma descrição simplificada como um sistema infinito. Além disso, o núcleo não possui nenhuma componente que exerça um papel dominante, como o que ele próprio desempenha na dinâmica do átomo, o que dificulta a eleição de graus de liberdade, fisicamente, mais significativos. Esta escolha torna-se o problema fundamental na formulação de um modelo.

Podemos subdividir os modelos nucleares, grossu modu, em dois tipos. No primeiro tipo temos os modelos coletivos (ou macroscópicos), que descrevem certos estados nucleares em termos de parâmetros coletivos relacionados com o núcleo como um todo. Um

exemplo é o modelo vibracional, que descreve o núcleo como uma gota líquida utilizando a massa coletiva e a tensão superficial do núcleo como parâmetros e que não têm nenhuma conexão direta com as propriedades dos núcleons que compõem o núcleo. No segundo tipo estão os modelos microscópicos, que descrevem as propriedades nucleares através da interação entre os núcleons, como é o caso do modelo de camadas.

Em ambos os casos temos que reduzir o número de graus de liberdade do núcleo a fim de tornar possível o cálculo das várias quantidades físicas, mantendo ao mesmo tempo os resultados interpretáveis. Essa redução no número de graus de liberdade torna inevitável a introdução de parâmetros efetivos nos modelos. O problema subsequente é relacionar estes parâmetros efetivos com a interação mútua entre os núcleons. No entanto, isto apenas contorna o problema, uma vez que, também, o potencial núcleon-núcleon usualmente contém parâmetros efetivos, vindos da supressão de graus de liberdade mesônicos. Desta forma a escolha dos parâmetros para os cálculos é um problema geral em teorias de estrutura nuclear. Os modelos microscópicos atuais são na maioria baseados na idéia do modelo de camadas onde, numa primeira aproximação, o núcleo é considerado como um sistema de Z prótons e N nêutrons que se movem de forma independente num potencial central, gerado por todos os núcleons. O segundo passo é levar em conta a interação efetiva entre os núcleons nesse potencial.

No desenvolvimento deste trabalho, que tem como um dos objetivos a aplicação desses modelos nucleares, os primeiros cálculos realizados, embora não apresentados, foram os de densidade de níveis, densidade de carga e densidade de massa para isótopos de

Ni ($58 \leq A \leq 64$) [Ch 96] com base no modelo de camadas. Uma das dificuldades de cálculos em estrutura nuclear com o modelo de camadas é a rapidez com que cresce o número de graus de liberdade. Isto pode ser visto quando consideramos, por exemplo, seis nêutrons ocupando as órbitas de partícula-única $0f_{\frac{7}{2}}$, $1p_{\frac{3}{2}}$ e $1p_{\frac{1}{2}}$ para descrever o estado fundamental do $^{62}_{28}Ni_{34}$. Um estado com $J = 0$ pode ser construído de 14 maneiras diferentes. Se quisermos melhorar a aproximação incluindo, digamos, a órbita $0g_{\frac{7}{2}}$, teríamos 88 maneiras para construir o estado $J = 0$. Estes números aumentam quando $J \neq 0$. Para $J = 2$, por exemplo, os números seriam 33 e 301 para três e quatro órbitas respectivamente. Claramente, é preciso uma aproximação que nos permita diminuir o número de graus de liberdade do sistema.

A interação residual pode ser introduzida de forma a reduzir o número de graus de liberdade, através da teoria de *quase-partículas* ou teoria de BCS (Bardeen, Cooper and Schrieffer) [Ro 70, La 80]. Na teoria de BCS a interação residual de curto alcance induz a formação de pares de núcleons acoplados a momento angular zero, por meio de forças de emparelhamento. A aplicação mais simples da aproximação de BCS para núcleos ímpares consiste em descrever os estados de mais baixa energia como estados de 1quase-partícula [Ar 63]. O modelo pode ser melhorado quando acoplamos fônons às quase-partículas [So 61, Ki 66, Ku 72]. O próximo passo é aumentar o espaço das quase-partículas para $(1qp + 3qp)$. Entretanto, a aproximação de BCS leva a uma não-conservação do número de partículas e, como consequência, ao surgimento de estados espúrios. Os estados espúrios

são eliminados quando trabalhamos numa base de estados projetados em número de partículas [Ot 70], o que é conhecido como aproximação de BCS projetada (PBCS).

Neste trabalho, a teoria de PBCS com uma e três quase-partículas ($1qp + 3qp$) foi utilizada no estudo da estrutura dos níveis de mais baixa energia de isótopos ímpares de *Pb* ($193 \leq A \leq 205$) [Ce 97a] para comparação com cálculos anteriores feitos no contexto da aproximação de BCS [Ku 66] e com o método QMSM (“Quasiparticle Multistep Shell-Model”) [Po 90]. Uma interação do tipo delta de superfície (SDI) foi adotada como interação residual de dois corpos. Foram calculadas as energias de excitação, os fatores espectroscópicos e os momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico. Os resultados destes cálculos são apresentados na Seção 2.4.

A teoria de BCS projetada foi, também, empregada no estudo de isótopos ímpares de *Te* ($115 \leq A \leq 131$) [Ce 95], agora no esquema de acoplamento 1quase-partícula-projetada-fônon (PQPC). Os resultados obtidos são comparados com resultados de cálculos anteriores [Di 94a] realizados no contexto do acoplamento 1quase-partícula-fônon (QPC) o que nos permite uma discussão sobre os efeitos da restauração da simetria no número de partículas. As energias de excitação e os momentos de dipolo elétrico e de quadrupolo magnético, calculados via PQPC, são comparados com os dados experimentais. Os fatores espectroscópicos são calculados e comparados com os valores obtidos via QPC. Os resultados são apresentados na Seção 2.5.

Quando a energia de excitação do núcleo está acima do limiar de emissão de partículas surgem estados denominados *ressonâncias gigantes*.

As ressonâncias gigantes (RG) multipolares [Wo 87] são modos de excitações nucleares altamente coletivos, de pequena amplitude de oscilação, que estão presentes ao longo de toda a tabela periódica. Microscopicamente, as RG podem ser descritas por intermédio de uma superposição coerente de excitações partícula-buraco ($1p-1b$), formando excitações de 1-fônon, onde a coletividade é caracterizada por grandes probabilidades de transição. Energeticamente estas ressonâncias situam-se entre 10-30 MeV, com larguras entre 3 e 10 MeV, esgotando uma grande parcela da regra de soma ponderada em energia (EWSR) para o operador multipolar correspondente, decaindo principalmente por emissão de partículas. Quando o núcleo decai, emitindo algum tipo de partícula, através do acoplamento das excitações $1p-1b$ ao contínuo, teremos um decaimento *semi-direto*, caracterizado pela largura de escape Γ^\uparrow , ‘populando’ os estados de buraco do núcleo residual correspondente. Outro modo de decaimento, caracterizado por uma largura de “damping” Γ^\downarrow , ocorre quando as excitações de $1p-1b$ evoluem para estados de excitações mais complexas ($np-nb$) e então o acopla com o contínuo. Estas evoluções são induzidas pela interação residual e a largura total da RG será dada pela soma das larguras destes dois processos $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$. O decaimento será dito *estatístico* (ou de *núcleo composto*) quando ele acontece depois que a energia inicial do sistema é, estatisticamente, espalhada entre todos os núcleons. Através da medida de Γ e da análise dos espectros das partículas emitidas, podemos estudar a competição entre os modos de decaimento das RG, obtendo informações sobre suas estruturas.

Do ponto de vista microscópico, as RG são descritas, principalmente, com base

em modelos de RPA (“Random Phase Approximation”) [Ri 78] que envolvem excitações do tipo *1partícula–1buraco* ($1p-1b$) construídas a partir da ação de um operador de multipolo O_Λ sobre o estado fundamental. Teorias mais sofisticadas [Dr 90] como, por exemplo, segunda RPA que inclui estados de ($1p-1b$) e ($2p-2b$) no operador de criação de estados excitados são também utilizadas para descrever a estrutura das RG.

Os estudos do decaimento das RG começam com os cálculos estatísticos de Hauser-Feshbach [Ha 52], baseados na hipótese de Bohr [Bo 36], para o decaimento do núcleo composto (NC). Os desvios das previsões dos cálculos de Hauser-Feshbach [Fe 60, Vo 68] são considerados como evidências de contribuições não-estatísticas para a seção de choque medida. Em particular, para o decaimento da ressonância gigante elétrica de monopolo (RGE0) e dipolar elétrica (RGE1) no ^{208}Pb , cálculos puramente estatísticos [Di 84, 85, 86a] [Te 86, 88] mostram que, utilizando-se os níveis do ^{207}Pb observados experimentalmente e complementados por previsões de modelos nucleares, obtém-se um excelente acordo com os dados experimentais, evidenciando que o decaimento é estatístico. Nessa análise, supõe-se, portanto, a predominância de um dado mecanismo (estatístico), desprezando completamente a componente semi-direta o que, nessa situação, é uma boa aproximação.

Em um outro estudo, uma combinação de ambos os mecanismos de decaimento foi empregada [Be 85, Di 86b] para analisar os resultados experimentais do decaimento gama da ressonância de quadrupolo elétrico no ^{208}Pb . Nessa situação verificou-se a necessidade de se considerar de forma explícita as contribuições direta (60%) e estatística (40%), a fim de reproduzir os resultados experimentais. Nesses cálculos, entretanto, foi adotada a hipótese

da independência entre as contribuições direta e estatística.

O modelo que trata, simultaneamente, as duas contribuições de forma não independente na análise do decaimento das RG foi proposto por Dias, Hussein e Adhikari, [Di 86c]. Nesse modelo, *híbrido*, mostra-se que as contribuições semi-direta e estatística não são completamente independentes, devido à presença do parâmetro de mistura ($\mu = \Gamma^{\downarrow}/\Gamma$), que mede o grau de fragmentação da ressonância gigante, nos estados complexos do núcleo composto. Assim, uma análise cuidadosa dos canais de decaimento das ressonâncias gigantes, utilizando esse modelo, pode fornecer informações importantes sobre o parâmetro de mistura e conseqüentemente, sobre as estruturas do tipo $1p-1b$ da ressonância.

Entretanto, em núcleos onde as RG podem decair por emissão de vários tipos de partículas diferentes (nêutrons, prótons, alfas, ...), a aplicação do *modelo híbrido* nas análises dos espectros das partículas emitidas gera algumas dificuldades, que se originam no fato de que o parâmetro μ deve ser controlado em todos os espectros ao mesmo tempo, pois μ é uma característica da ressonância e não dos canais de emissão de cada tipo de partícula. Para contornar estas dificuldades, foi desenvolvido um método [Te 94], em que se redefine o parâmetro μ , possibilitando o seu desmembramento nas componentes dos vários canais de partículas presentes no decaimento, e dessa forma, cada espectro pode ser analisado independentemente um do outro.

Paralelamente a estas análises dos espectros das partículas emitidas, podemos estudar as estruturas das RG, através de cálculos de RPA, incluindo o contínuo através de

várias aproximações. O método que utilizamos [Pi 87, Te 93] inclui o contínuo através das larguras das ressonâncias de partícula-única, na base de configurações $1p-1b$ que expande as RG. Este cálculo microscópico fornece as larguras de escape, devido ao acoplamento das excitações $1p-1b$ ao contínuo, que podem ser utilizadas nas análises dos espectros das partículas emitidas.

Na Seção 3.3 apresentamos os resultados do estudo do decaimento da ressonância gigante elétrica de monopolo (RGE0) no ^{90}Zr [Te 97], com base no modelo híbrido com mais de um canal de partículas. Quando mais de um canal de partícula está presente, teremos um parâmetro μ_k para cada um dos diferentes canais de partículas. O decaimento da RG, por prótons e por nêutrons, é analisado e a componente semi-direta é comparada com os resultados calculados via RPA.

Para estudarmos os decaimentos *de pré-equilíbrio*, que acontecem entre o processo semi-direto e o estatístico, utilizamos o formalismo do *decaimento híbrido de pré-equilíbrio* de [Bo 91], que é uma versão modificada da teoria de Feshbach, Kerman e Koonin (FKK) [Fe 80] para reações compostas de multi-estágios (MSCR). Com este formalismo, podemos obter informações a respeito da contribuição de pré-equilíbrio no decaimento das RG.

Na Seção 3.4 é analisado o decaimento da ressonância gigante elétrica de quadrupolo (RGE2) no ^{40}Ca [Ce 97b] no contexto do formalismo do decaimento híbrido de pré-equilíbrio. O decaimento é estudado com a inclusão dos modos semi-direto, estatístico e de pré-equilíbrio, através da evolução encadeada de configurações partícula-buraco, onde

aparece uma forte evidência da contribuição de pré-equilíbrio.

Na Seção 3.6 apresentamos os resultados dos cálculos das larguras de “damping” [Ce 97c] para a evolução do estágio com configurações de $(1p-1b)$ para o estágio com configurações de $(2p-2b)$, para os núcleos ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb . Estes cálculos podem ser feitos de duas maneiras diferentes. Uma seria efetuarlos no contexto da segunda RPA, i.e., aumentar o espaço da RPA usual incluindo os graus de liberdade de $2p-2b$. O espaço de configurações resultante, $(1p-1b) + (2p-2b)$, é muito grande, o que torna o cálculo proibitivo. Outra maneira de calcularmos esta largura de damping é através do formalismo de FKK para reações compostas de multi-estágios, posteriormente melhorado por Oblozinsky [Ob 86], onde é assumida uma fatoração na dependência em energia e momento angular para as densidades de estados.

Finalmente, no Capítulo 4 apresentamos um resumo dos resultados obtidos e as conclusões deles extraídas.

Capítulo 2

Estrutura Nuclear de Núcleos Esféricos

2.1 Quase-partículas

No modelo de camadas a hamiltoniana do núcleo é escrita como a soma de uma hamiltoniana de partícula independente mais uma interação residual;

$$H = \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} \quad (2.1)$$

onde os índices gregos, α, β, \dots , representam todos os números quânticos necessários para caracterizar o estado de partícula independente, i.e., $\alpha \equiv (n_a, l_a, j_a, m_a) \equiv (a, m_a)$, enquanto

a_{α}^{\dagger} e a_{α} são, respectivamente, os operadores de criação e destruição de uma partícula no estado ϕ_{α} com energia ε_{α} .

O operador de um corpo no modelo de camadas é escrito como:

$$T_{\lambda\mu} = \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | T_{\lambda\mu} | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad (2.2)$$

A energia do estado fundamental de um núcleo par pode ser obtida, numa boa aproximação, com a teoria de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS). Na aproximação de BCS, a interação residual induz a formação de pares de núcleons acoplados a momento angular zero e a correspondente função de onda [Ro 70, La 80]

$$|\psi_0\rangle = \prod_{a>0} (u_a + v_a a_{\alpha}^{\dagger} a_{\bar{\alpha}}^{\dagger}) |0\rangle, \quad (2.3)$$

que corresponde a uma aproximação para estados de senioridade zero, pode ser tomada como estado de vácuo de entidades chamadas *quase-partículas*. Na relação (2.3) adotamos a notação para conjugação por inversão temporal $\bar{\alpha} \equiv (-)^{(j_a - m_a)} (j_a, m_a)$, o estado de vácuo de partículas está representado por $|0\rangle$ e o produto $\prod_{a>0}$ é feito sobre todas as órbitas de partícula-única a serem consideradas.

O espaço das quase-partículas pode ser relacionado com o espaço de partículas físicas através de uma transformação canônica. Uma transformação (canônica) do tipo Bogoliubov-Valatin [Bo 58] define os operadores de criação e aniquilação de quase-partículas como:

$$c_{\alpha}^{\dagger} = (u_a a_{\alpha}^{\dagger} - v_a a_{\bar{\alpha}}) \quad (2.4a)$$

$$c_{\bar{\alpha}} = (u_a a_{\bar{\alpha}} + v_a a_{\alpha}^{\dagger}) \quad (2.4b)$$

de forma que

$$c_{\alpha} |\Psi_0\rangle = (u_{\alpha} a_{\alpha} - v_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger}) |\Psi_0\rangle = 0$$

As amplitudes de ocupação na aproximação de BCS (u_{α} , v_{α}) satisfazem $u_{\alpha}^2 + v_{\alpha}^2 = 1$, enquanto os operadores c e c^{\dagger} satisfazem as relações de anticomutação:

$$\begin{aligned} \{c_{\alpha}^{\dagger}, c_{\beta}\} &= \delta_{\alpha\beta} \\ \{c_{\alpha}, c_{\beta}\} &= \{c_{\alpha}^{\dagger}, c_{\beta}^{\dagger}\} = 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Entretanto, a função de onda de BCS não é um auto estado do operador número de partículas, $\hat{N} = \sum_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}$, o que significa que $|\Psi_0\rangle$ não descreve um estado com número de partículas definido. Desta forma, um cálculo variacional com a função de onda de BCS deve conter um vínculo que garanta que o valor esperado do operador de número de partículas seja igual ao número de partículas de valência no núcleo em questão.

A função de onda $|\Psi_0\rangle$ é otimizada minimizando-se o valor esperado de

$$H(\lambda) = H - \lambda \hat{N} \quad (2.6)$$

onde o multiplicador de Lagrange, λ , que corresponde a um potencial químico, é escolhido de forma a assegurar o valor correto para o operador número de partículas. Se r órbitas de partícula-única são consideradas, teremos r equações do tipo

$$\frac{\partial}{\partial v_a} \langle \Psi_0 | H(\lambda) | \Psi_0 \rangle = 0 \quad (2.7a)$$

mais uma equação para o valor esperado do operador de número de partículas;

$$\langle \Psi_0 | \hat{N} | \Psi_0 \rangle = \sum_a \hat{a}^2 v_a^2 = n_0 \quad (2.7b)$$

onde $\hat{a} \equiv (2j_a + 1)^{1/2}$.

Estas $r+1$ equações, que determinam os valores de λ e dos parâmetros supercondutores u_a e v_a , levam ao conjunto de equações, conhecidas como *equações de gap*:

$$2u_a v_a (\epsilon_a - \mu_a - \lambda) - (u_a^2 - v_a^2) \Delta_a = 0 \quad (2.8a)$$

$$n_0 = \sum_a \hat{a}^2 v_a^2 \quad (2.8b)$$

onde ϵ_a são as energias de partícula independente. O parâmetro de gap Δ_a e as auto-energias μ_a são dados pelas relações (2.14) e (2.15), respectivamente.

A hamiltoniana transformada, $H(\lambda)$, é escrita em termos dos operadores de criação e aniquilação de quase-partículas como

$$H(\lambda) = H_{00}(\lambda) + H_{11}(\lambda) + H_{02}(\lambda) + H_{20}(\lambda) + H_{res} \quad (2.9)$$

com $H_{20}(\lambda) = H_{02}^\dagger(\lambda)$ e

$$H_{00}(\lambda) = \sum_a \hat{a}^2 [(\epsilon_a - \frac{1}{2}\mu_a - \lambda) v_a^2 - \frac{1}{2}u_a v_a \Delta_a] \quad (2.10a)$$

$$H_{11}(\lambda) = -\sum_a \hat{a} [(u_a^2 - v_a^2)(\epsilon_a - \mu_a - \lambda) + 2u_a v_a \Delta_a] \bar{A}_{00}(aa) \quad (2.10b)$$

$$H_{20}(\lambda) = \sum_a \hat{a} [(\epsilon_a - \mu_a - \lambda) u_a v_a - \frac{1}{2}(u_a^2 - v_a^2) \Delta_a] A_{00}^\dagger(aa) \quad (2.10c)$$

onde definimos

$$A_{JM}^\dagger(ab) = [A_{JM}(ab)]^\dagger = \sum_{m_a m_b} (j_a m_a j_b m_b | JM) c_{\beta}^\dagger c_{\alpha}^\dagger \quad (2.11)$$

A interação residual entre as quase-partículas é dada por

$$H_{res} = H_{22} + H_{13} + H_{31} + H_{04} + H_{40} \quad (2.12)$$

com $H_{31} = H_{13}^\dagger$, $H_{40} = H_{04}^\dagger$ e

$$H_{22} = \frac{1}{8} \sum_{abcd JM} [(u_a u_b u_c u_d + v_a v_b v_c v_d) g_J(abcd) + u_a v_b u_c v_d f_J(abcd)] A_{J-M}^\dagger(ba) A_{JM}(cd) \quad (2.13a)$$

$$H_{31} = \frac{1}{4} \sum_{abcd JM} (u_a u_b u_c v_d - v_a v_b v_c u_d) g_J(abcd) (-)^{J+M} A_{J-M}^\dagger(ba) \bar{A}_{JM}(cd) \quad (2.13b)$$

$$H_{31} = \frac{1}{4} \sum_{abcd JM} u_a u_b v_c v_d g_J(abcd) (-)^{J+M} A_{J-M}^\dagger(ba) A_{JM}^\dagger(cd) \quad (2.13c)$$

A função $g_J(abcd)$ é o elemento de matriz partícula-partícula da interação residual e é definida como

$$g_J(abcd) = 2(1+\delta_{ab})^{\frac{1}{2}} (1+\delta_{cd})^{\frac{1}{2}} \langle abJM | V(1,2) | cdJM \rangle$$

onde $|abJM\rangle$ é a função de onda de momento angular JM , com as partículas ocupando os orbitais de números quânticos a e b . O elemento de matriz partícula-buraco, dado por $f_J(abcd)$, está relacionado com g_J através do coeficiente $6-j(abJ; cdJ')$ como

$$f_J(abcd) = \sum_{J'} (2J'+1) \left\{ \begin{matrix} a & b & J \\ c & d & J' \end{matrix} \right\} g_J(abcd)$$

O parâmetro de gap, Δ_a , e as auto energias, μ_a , são dados por

$$\Delta_a = -\frac{1}{4} \hat{a}^{-1} \sum_b \hat{b} g_0(aabb) u_b v_b \quad (2.14)$$

$$\mu_a = -\frac{1}{2} \hat{a}^{-1} \sum_b \hat{b} f_0(aabb) u_b v_b^2 \quad (2.15)$$

Na representação de quase-partículas o operador de um corpo fica:

$$\begin{aligned}
 T_{\lambda\mu} = & -\hat{\lambda}^{-1} \sum_{ab} \langle a \| T_{\lambda} \| b \rangle \left\{ (-)^x (u_a u_b - v_a v_b) \bar{A}_{\lambda\mu}(ab) \right. \\
 & + \frac{1}{2} (u_a v_b - v_a u_b) [A_{\lambda\mu}^{\dagger}(ab) + (-)^{\lambda+\mu+x} A_{\lambda\mu}(ab)] \left. \right\} \\
 & + \delta_{\lambda 0} \delta_{\mu 0} \sum_a \hat{a} v_a^2 \langle a \| T_{\lambda} \| a \rangle
 \end{aligned} \quad (2.16)$$

onde o elemento de matriz reduzido é dado por:

$$\langle a \| T_{\lambda} \| b \rangle = \hat{a} \frac{\langle \alpha | T_{\lambda} | \beta \rangle}{(j_b m_b \lambda \mu | j_a m_a)} \quad (2.17)$$

Da relação (2.8a), segue que $H_{20}(\lambda) = H_{02}^{\dagger}(\lambda) = 0$ e

$$H_{11}(\lambda) = \sum_a E_a(\lambda) c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} \quad (2.18)$$

onde as energias de quase-partículas independentes, $E_a(\lambda)$, medidas em relação ao estado fundamental, são dadas por

$$\begin{aligned}
 E_a(\lambda) = & 2u_a v_a \Delta_a + (u_a^2 - v_a^2)(\epsilon_a - \mu_a - \lambda) \\
 = & \left[(\epsilon_a - \mu_a - \lambda)^2 + \Delta_a^2 \right]^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned} \quad (2.19)$$

e a energia do estado fundamental por

$$E_{BCS} \equiv H_{00} = H_{00}(\lambda) + \lambda n_0 \quad (2.20)$$

Assim, a hamiltoniana pode ser escrita na forma

$$H(\lambda) = H_{00} + \sum_a E_a c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} + H_{res} \quad (2.21)$$

onde H_{00} é a energia do estado de vácuo de quase-partículas enquanto que o segundo termo é a energia associada a um sistema de quase-partículas que não interagem.

Aproximação de BCS projetada

A passagem para o formalismo de quase-partículas, através da transformação de Bogoliubov–Valatin (eqs.2.4), introduz a não-conservação do número de partículas o que leva, como uma das conseqüências, ao aparecimento de estados espúrios. Estes estados espúrios são eliminados quando o formalismo é desenvolvido na base de vetores da aproximação de Tamm–Dancoff [Ro 70], onde número de partículas é fixo. Os estados desse novo espaço de Hilbert são chamados de *estados projetados*.

O estado fundamental projetado pode ser reescrito partindo-se da relação

$$(u_a + v_a a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}^{\dagger})|0\rangle = u_a \exp(u_a^{-1} v_a a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}^{\dagger})|0\rangle \quad (2.22)$$

e expandindo-se a exponencial, na forma

$$\begin{aligned} |\Psi_0\rangle &= \prod_{\beta>0} (u_{\beta}) \exp\left(\sum_{\alpha>0} u_{\alpha}^{-1} v_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}^{\dagger}\right) |0\rangle \\ &= \sum_{p=0}^{p_{\max}} |\phi_{2p}\rangle \end{aligned} \quad (2.23)$$

onde

$$|\phi_{2p}\rangle = \left(\prod_{a>0} \frac{u_a}{p!}\right) \left(\sum_{\alpha>0} u_{\alpha}^{-1} v_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}^{\dagger}\right)^p |0\rangle \quad (2.24)$$

é a componente de $|\Psi_0\rangle$ correspondente a um número de partículas fixo $n_0 = 2p$.

Os parâmetros supercondutores podem ser determinados de duas formas diferentes: i) otimizando-se $|\Psi_0\rangle$ com a condição (2.7a), ou ii) otimizando-se $|\Psi_{2p}\rangle$ com a condição

$$\frac{\partial}{\partial v_a} \langle \Psi_{2p} | H(\lambda) | \Psi_{2p} \rangle = 0$$

O primeiro caso, que corresponde a minimizar antes de projetar, é referido como aproximação de BCS projetada (PBCS). O segundo caso, onde a minimização é feita depois da projeção, é designado por FBCS. Nesse trabalho usaremos o formalismo de PBCS.

2.2 Uma e três quase-partículas

As componentes de uma e três quase-partículas poderiam ser obtidas por meio de expansões análogas àquela feita para o estado fundamental, entretanto utilizaremos nesse trabalho o formalismo conhecido como técnica das funções geratrizes.

A técnica das funções geratrizes foi introduzida por Bayman [Ba 60] para estudar a aproximação de BCS e foi, posteriormente, estendida por Ottaviani e Savoia [Ot 69] para estudar estados de duas e três quase-partículas.

A função geratriz para o estado de zero quase-partículas, escrita como

$$|\Psi_0(z)\rangle = \prod_{a>0} (u_a + z v_a a_a^\dagger a_{\bar{a}}^\dagger) |0\rangle, \quad (2.25)$$

não é o estado de vácuo de quase-partículas dos operadores definidos em (2.4), ou seja, $c_\alpha |\Psi_0(z)\rangle \neq 0$. Assim, é conveniente redefinirmos os operadores de quase-partículas através da transformação canônica dependente de z como segue [Di 80, Lo 88]:

$$d_\alpha = \sigma_a^{1/2} (u_a c_\alpha - z v_a c_{\bar{\alpha}}^\dagger) \quad (2.26a)$$

$$d_\alpha^\dagger = \sigma_a^{1/2} (u_a c_\alpha^\dagger - z v_a c_{\bar{\alpha}}) \quad (2.26b)$$

onde $\sigma_a \equiv (u_a^2 + v_a^2)^{-1}$. Os operadores d_α^\dagger e d_α satisfazem

$$\{d_\alpha^\dagger, d_\beta\} = \delta_{\alpha\beta} \quad , \quad \{d_\alpha^\dagger, d_\beta^\dagger\} = \{d_\alpha, d_\beta\} = 0 \quad (2.27)$$

$$d_\alpha |0; z\rangle = 0 \quad (2.28)$$

onde adotamos a notação $|\Psi_\alpha(z)\rangle \equiv |\alpha; z\rangle$.

Conforme mencionado anteriormente, no formalismo de BCS e PBCS as propriedades de emparelhamento são definidas a partir do estado de vácuo de BCS, $|\alpha; z\rangle \equiv |0; z=1\rangle$, i.e., os parâmetros supercondutores são determinados antes de projetar; eqs. (2.7). Assim, as equações de gap serão aquelas dadas pelas relações (2.8).

Com a inversa de (2.26),

$$c_\alpha = \sigma_a^{1/2} (u_a d_\alpha + z v_a d_\alpha^\dagger) \quad (2.29a)$$

$$c_\alpha^\dagger = \sigma_a^{1/2} (u_a d_\alpha^\dagger + z v_a d_{\bar{\alpha}}) \quad (2.29b)$$

podemos reescrever a hamiltoniana da eq.(2.1) em termos dos novos operadores de criação e aniquilação de quase-partículas $d_\alpha^\dagger, d_\alpha$. A forma da hamiltoniana é a mesma que aquela dada em (2.9), i.e.,

$$H = H_{00} + H_{qpu} + H_{res} \quad (2.30)$$

onde H_{00} é a energia do estado de vácuo de quase-partículas, $H_{qpu} = H_{11} + H_{20} + H_{02}$ é a energia associada a um sistema de quase-partículas que não interagem e H_{res} tem a mesma forma que em (2.12). Explicitamente obtemos:

$$H_{00} = \sum_a \hat{a}^2 \sigma_a z^2 [v_a v_a^\dagger (\epsilon_a - \frac{1}{2} \mu_a) - \frac{1}{2} u_a v_a^\dagger \Delta_a] , \quad (2.31a)$$

$$H_{11} = - \sum_a \hat{a} \sigma_a [(u_a u_a^\dagger - z^2 v_a v_a^\dagger)(\epsilon_a - \mu_a) + z^2 (u_a v_a^\dagger \Delta_a - u_a^\dagger v_a \Delta_a^\dagger)] \bar{D}_{00}(aa) , \quad (2.31b)$$

$$H_{20} = \sum_a \hat{a} \sigma_a [z u_a v_a (\epsilon_a - \mu_a) - \frac{1}{2} (u_a^2 \Delta_a - z^2 v_a^2 \Delta_a^\dagger)] D_{00}^\dagger(aa) , \quad (2.31c)$$

$$H_{22} = \frac{1}{8} \sum_{\substack{abcd \\ JM}} (\sigma_a \sigma_b \sigma_c \sigma_d)^{\frac{1}{2}} [(u_a u_b u_c^\dagger u_d^\dagger + z^4 v_a v_b v_c^\dagger v_d^\dagger) g_J(abcd) \\ + 4 z^2 u_a v_b u_c^\dagger u_d^\dagger f_J(abcd)] \times D_{JM}^\dagger(ab) D_{JM}(cd) , \quad (2.31d)$$

$$H_{31} = -\frac{1}{4} \sum_{\substack{abcd \\ JM}} (\sigma_a \sigma_b \sigma_c \sigma_d)^{\frac{1}{2}} z g_J(bacd) (u_a u_b u_c^\dagger v_d - z^2 v_a v_b v_c^\dagger v_d) \\ \times (-)^{J+M} D_{J-M}^\dagger(ba) \bar{D}_{JM}(cd) , \quad (2.31e)$$

$$H_{40} = -\frac{1}{8} \sum_{\substack{abcd \\ JM}} (\sigma_a \sigma_b \sigma_c \sigma_d)^{\frac{1}{2}} z^2 g_J(bacd) u_a u_b v_c v_d \\ \times (-)^{J+M} D_{J-M}^\dagger(ba) D_{JM}^\dagger(cd) , \quad (2.31f)$$

onde definimos os operadores $\bar{D}_{JM}(ab)$ e $D_{JM}^\dagger(ab)$ como:

$$\bar{D}_{JM}(ab) = \sum_{m_\alpha m_\beta} (j_a m_a j_b m_b | JM) d_\alpha^\dagger d_\beta \quad (2.32)$$

$$D_{JM}^\dagger(ab) \equiv [D_{JM}(ab)]^\dagger = \sum_{m_\alpha m_\beta} (j_a m_a j_b m_b | JM) d_\beta^\dagger d_\alpha^\dagger \quad (2.33)$$

O operador de transição $T_{\lambda\mu}$ de (2.2) escrito em termos dos operadores d_α^\dagger e d_α

fica:

$$T_{\lambda\mu} = \lambda^{-1} \sum_{ab} (\sigma_a \sigma_b)^{\frac{1}{2}} \langle a || T_\lambda || b \rangle \left\{ [(-)^x u_a u_b - z^2 v_a v_b] \bar{D}_{\lambda\mu}(ab) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} z [u_a v_b + (-)^x v_a u_b] [D_{\lambda\mu}^\dagger(ab) + (-)^{\lambda+\mu+x} D_{\lambda\bar{\mu}}(ab)] \right\} \\ + \delta_{\lambda 0} \delta_{\mu 0} z^2 \sum_a \hat{a} \sigma_a v_a^2 \langle a || T_0 || a \rangle \quad (2.34)$$

As funções geratrizes de uma e três quase-partículas [Ot 69] são escritas, respectivamente, como

$$|\alpha; z\rangle = \sigma_a^{1/2} z d_\alpha^\dagger |0; z\rangle \quad (2.35)$$

e

$$|[(ab)J_1, c]JM; z\rangle = (\sigma_a \sigma_b \sigma_c)^{1/2} \times \left[z^3 \sum_{M_1 m_c} (J_1 M_1 j_c m_c | JM) d_\gamma^\dagger D_{J_1 M_1}^\dagger - z^2 H(abJ_1 c; J) d_{JM}^\dagger \right] |0; z\rangle \quad (2.36)$$

onde

$$H(abJ_1 c; J) = \delta_{J_1 0} \delta_{ab} \delta_{cJ} \hat{a}(u_a v_a z^2 - v_a u_a) - \hat{J}_1 \hat{J}^{-1} \delta_{J_1}(ab; cJ)(u_c v_c z^2 - v_c u_c)$$

$$\delta_{J_1}(ab; cJ) = \delta_{ac} \delta_{bd} - (-)^{J_1 + J_a + J_b} \delta_{ad} \delta_{bc}$$

Com o teorema dos resíduos,

$$\oint \frac{dz}{z^n} = 2\pi i \delta_{n,1} \quad ,$$

e as relações de comutação (2.27) para $2p + 1$ partículas, podemos calcular os elementos de matriz da hamiltoniana e do operador de um corpo, através das propriedades das funções geratrizes;

$$\langle \psi_{2p+1}(\alpha) | \hat{0} | \psi_{2p+1}(\beta) \rangle = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{dz}{z^{2p+3}} \langle \psi_{2p+1}(\alpha; z) | \hat{0} | \psi_{2p+1}(\beta; z) \rangle \quad , \quad (2.37a)$$

$$\langle \psi_{2p+1}(\alpha) | \hat{0} | \psi_{2p+1}(abJ_1 c; JM) \rangle = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{dz}{z^{2p+3}} \langle \psi_{2p+1}(\alpha; z) | \hat{0} | \psi_{2p+1}(abJ_1 c; JM; z) \rangle \quad , \quad (2.37b)$$

$$\langle \psi_{2p+1}(abJ_1 c; JM) | \hat{0} | \psi_{2p+1}(deJ_1' f; J'M') \rangle = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{dz}{z^{2p+3}} \langle \psi_{2p+1}(abJ_1 c; JM; z) | \hat{0} | \psi_{2p+1}(deJ_1' f; J'M'; z) \rangle \quad (2.37c)$$

onde o contorno contém a origem mas não contém os pontos singulares da transformação definida pelas relações (2.26). Numericamente, a integral

$$I^k(pq...t) = \frac{1}{2\pi i} \oint dz z^{-k-1} (\sigma_p \sigma_q \dots \sigma_t) \prod_{a>0} (u_a^2 + z^2 v_a^2) \quad (2.38)$$

pode ser calculada através da soma finita

$$L^k(pq...t) = \frac{1}{M} \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\frac{M-1}{2}} \operatorname{Re} \left[(z_m)^{-k} (\sigma_p \sigma_q \dots \sigma_t) \prod_{a>0} (u_a^2 + z_m^2 v_a^2) \right] \right\} \quad (2.39)$$

onde $z_m = \exp(\frac{i\pi m}{M})$, sendo M um número inteiro grande.

O problema de autovalores, tratado na base dos estados $|\Psi_{2p+1}(JM)\rangle$ e $|\Psi_{2p+1}(abJ_1c, JM)\rangle$, resulta na seguinte função de onda para o i -ésimo estado, com momento angular total J :

$$\phi^i(JM) = \chi_1^i(J) |\Psi_{2p+1}(JM)\rangle + \sum_{abJ_1c} \chi_3^i(abJ_1c, J) |\Psi_{2p+1}(abJ_1c)\rangle, \quad (2.40)$$

onde χ_1 e χ_3 são as amplitudes de $1qp$ e $3qp$, respectivamente.

Os elementos de matriz dos operadores de quadrupolo elétrico, $E2$, e de dipolo magnético, $M1$, são expressos como:

$$\langle J_1 || \mathcal{M}(E2) || J_f \rangle = A e_p^{efet} \quad (2.41)$$

$$\langle J_1 || \mathcal{M}(M1) || J_f \rangle = B g_l + C g_s^{efet} \quad (2.42)$$

onde e^{efet} é a carga efetiva da partícula e g_l , g_s^{efet} são, respectivamente, os fatores giromagnéticos orbital e de spin. As quantidades A , B e C são calculadas com o modelo de funções de ondas [Sh 90]. As relações explícitas podem ser encontradas na Ref. [Lo 86].

Interação residual

Nos resultados numéricos apresentados na seção 2.4 para isótopos de *Pb*, a interação residual utilizada foi uma *interação delta de superfície* (SDI) que tem a forma,

$$V(1,2) = -4\pi G \delta(\Omega_{12}) \delta(r_1 - R) \delta(r_2 - R) \quad (2.43)$$

onde G é a intensidade do acoplamento, Ω_{12} é a coordenada angular entre as partículas que interagem e R o raio nuclear. Os elementos de matriz para espalhamento de um par são

$$g_J(\bar{a}bcd) = G \hat{a} \hat{b} \hat{c} \hat{d} (-)^{l_a + l_c + j_b + j_d} i^{l_a + l_b + l_c + l_d} \times \begin{Bmatrix} J_a & J_b & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_c & J_d & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{Bmatrix} [1 + (-)^{l_c + l_d + J}] \quad (2.44)$$

2.3 Quase-partícula-vibrador

A hamiltoniana total do sistema é escrita como

$$H = H_{qpu} + H_{col} + H_{int} \quad (2.45)$$

onde H_{qpu} e H_{col} representam, respectivamente, a energia não perturbada de um sistema constituído de uma quase-partícula em um campo central e um campo vibracional de quadrupolo. H_{int} representa a interação entre a quase-partícula e o campo vibracional que descreve o movimento coletivo dos núcleons.

A hamiltoniana de quase-partícula única e o operador de um corpo são calculados na aproximação PBCS através da técnica das funções geratrizes, apresentada na seção 2.2. Explicitamente estes operadores ficam:

$$H_{qpu} = H_{00} + H_{11}$$

onde

$$H_{00} = \sum_a \hat{a}^2 \sigma_a z^2 \left[v_a^2 (\epsilon_a - \frac{1}{2} z \mu_a) - \frac{1}{2} u_a^2 \Delta \right] \quad (2.46)$$

$$H_{11} = - \sum_a \hat{a} \sigma_a \left[(u_a^2 - z^2 v_a^2) (\epsilon_a - \mu_a) + z^3 u_a v_a \Delta \right] \bar{A}_{00}(aa) \quad (2.47)$$

e

$$\begin{aligned} T_{\lambda\mu} = & - \left(\frac{1}{2\lambda+1} \right) \sum_{ab} (\sigma_a \sigma_b)^{\frac{1}{2}} \langle \alpha || T_{\lambda\mu} || b \rangle \\ & \times \left\{ [(-)^x u_a u_b - z^2 v_a v_b] \bar{A}_{\lambda\mu}(ab) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} z [u_a v_b + (-)^x v_a u_b] A_{\lambda\mu}^\dagger(ab) + \frac{1}{2} z v_a v_b (1 + (-)^x) A_{\lambda\mu}(ab) \right\} \end{aligned} \quad (2.48)$$

com

$$\bar{A}_{JM}(ab) = \sum_{m_a m_b} (j_a m_a j_b m_b | JM) a_{\beta}^\dagger a_{\alpha} \quad (2.49a)$$

$$\begin{aligned} A_{JM}^\dagger(ab) & \equiv [A_{JM}(ab)]^\dagger \\ & = \sum_{m_a m_b} (j_a m_a j_b m_b | JM) a_{\beta}^\dagger a_{\alpha}^\dagger \end{aligned} \quad (2.49b)$$

O parâmetro de gap Δ e o potencial químico μ da força de emparelhamento são dados por:

$$\Delta = \frac{G}{2} \sum_c \sigma_c u_c v_c \quad (2.50a)$$

$$\mu_a = G \sigma_a v_a^2 \quad (2.50b)$$

A parte coletiva da hamiltoniana total, obtida a partir da expansão usual do raio nuclear [Ro 70, Br 77]

$$R(\theta, \varphi, t) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right],$$

é escrita em termos dos operadores de criação e absorção de vibrações de superfície, $b_{\lambda\mu}^\dagger$ e

$b_{\lambda\mu}$, como

$$H_{col} = \sum_{\lambda\mu} \hbar\omega_{\lambda} \left[b_{\lambda\mu}^{\dagger} b_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \right] \quad (2.51)$$

A interação entre a quase-partícula e o campo vibracional de quadrupolo ($\lambda = 2$)

é dada por

$$H_{int} = -\frac{\beta_2}{\sqrt{5}} k \sum_{\mu=-2}^2 (b_{\mu}^{\dagger} + (-)^{\mu} b_{\mu}) Y_{2\mu}(\theta, \phi) \quad (2.52)$$

onde $k = \langle k(r) \rangle = \left\langle \frac{\partial V}{\partial r} r \right\rangle$ é a intensidade do acoplamento e $\beta_2 = \left(\frac{\hbar\omega_2}{2C_2} \right)^{1/2}$ é o parâmetro de deformação de quadrupolo do caroço nuclear.

O problema de auto valores é resolvido na base dos auto-estados da hamiltoniana não perturbada, $H_{qpu} + H_{col}$,

$$|j, NR; I\rangle \equiv [\Psi_n(j) \otimes |NR\rangle]^I \quad (2.53)$$

onde $|\Psi_n(j)\rangle$ é a função de onda de uma quase-partícula dada pela relação (2.35), com $j \equiv (nj)$. N é o número de fônons com momento angular R e I o momento angular total.

Os operadores de quadrupolo elétrico e dipolo magnético, escritos abaixo, contêm uma parte de quase-partícula e uma parte coletiva:

$$\mathcal{M}(E2, \mu) = e^{efet} r^2 Y_{2,\mu}(\theta, \phi) + \frac{3}{4\pi} R_0^2 e_v^{efet} (b_{\mu}^{\dagger} + (-)^{\mu} b_{-\mu}) \quad (2.54)$$

$$\mathcal{M}(M1, \mu) = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} [g_l \vec{L}_{\mu} + g_s^{efet} \vec{S}_{\mu} + g_R \vec{R}_{\mu}] \mu_N, \quad (2.55)$$

onde e^{efet} é a carga efetiva da partícula, $e_v^{efet} = \frac{Ze\beta_2}{\sqrt{5}}$ a carga efetiva do vibrador e g_R , g_l e g_s^{efet} são, respectivamente, os fatores giromagnéticos coletivo, orbital e de spin.

2.4 Cálculos de uma e três quase-partículas para isótopos de Pb

Apresentamos nessa seção os resultados dos cálculos feitos para isótopos ímpares de *Pb* ($193 \leq A \leq 205$), no contexto da aproximação de BCS com uma e três quase-partículas, com projeção em número de partículas (PBCS) e com uma interação residual núcleon-núcleon do tipo delta de superfície [Ce 97a].

Espectro de energia

Os estados dos isótopos de *Pb* ($Z = 82$ e $111 \leq N \leq 123$) são descritos assumindo-se que o ^{208}Pb seja um caroço inerte e que os níveis de mais baixa energia, representados por estados de 1 e 3 quase-partículas sem energia de corte, venham da distribuição de 3 a 15 buracos de nêutrons distribuídos nos orbitais de partícula-única $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $1f_{7/2}$, $0h_{9/2}$ e $0i_{13/2}$ com os respectivos valores de energias de partícula-única extraídos dos resultados experimentais para o ^{207}Pb [Ma 93]: 0; 0,90; 0,57; 2,32; 3,41 e 1,63 MeV.

Na interação delta de superfície (SDI),

$$V_{\text{SDI}} = 4\pi G \delta(r_i - r) \delta(r_j - R) \delta(\Omega_{ij}),$$

assumida como interação residual, foram utilizados para a intensidade os valores $G = 0,123$ MeV, para os núcleos ^{205}Pb e ^{203}Pb , e $G = 0,110$ MeV para os isótopos mais leves. Estes valores concordam com a estimativa, $G \cong \frac{23}{A}$, de Kisslinger e Sorensen [Ki 64]

Na Fig 2.1 apresentamos os espectros de energia calculado e experimental para os estados de “yrast” J^π dos isótopos de *Pb*. As funções de onda são listadas nas Tabelas

2.1 e 2.2. Observamos que os cálculos reproduzem bem os espectros experimentais de energia para os isótopos mais pesados, $^{205}, ^{203}, ^{201}\text{Pb}$. Para os isótopos mais leves, $^{199}, ^{197}\text{Pb}$, a concordância entre o espectro medido e o calculado é razoavelmente boa. Os maiores desvios aparecem nos estados de spins altos com paridade positiva. Para os isótopos $^{195}, ^{193}\text{Pb}$ os resultados experimentais são mais escassos e a concordância é ruim.

Estes resultados podem ser entendidos em termos da sistemática da energia de excitação de 2partículas–2buracos de prótons ($\pi(2p-2b)$) de estados intrusos nos isótopos de Pb . A energia de excitação dos estados intrusos 0^+ vai de 5,23 MeV no ^{208}Pb a 0,658 MeV no ^{190}Pb [An 77, Du 84, Du 85, Pe 87]. Estes estados intrusos tornam-se os estados excitados mais baixos no ^{194}Pb . Partindo-se dos isótopos mais pesados do Pb , a tendência dos estados intrusos $0^+, 2^+, 4^+$ ($\pi(2p-2b)$) é penetrar no espectro de baixas energias quando nos aproximamos do ^{198}Pb [Du 90].

Os diagramas dos níveis de energia, calculados e experimentais, até uma energia de excitação de 2,0 MeV, para os isótopos $^{205}, ^{203}, ^{201}\text{Pb}$, são mostrados na Fig 2.2. Discutimos abaixo estes três núcleos:

(a) ^{205}Pb . O espectro teórico reproduz a sequência experimental de níveis até uma energia da ordem de 1 MeV, prevendo os spins $\frac{1}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ para os níveis de energia 0,803 MeV e 0,998 MeV, respectivamente. A densidade de níveis experimental na região de 1 a 2 MeV é bem reproduzida pelo presente cálculo e reforça as atribuições dos spins $\frac{11}{2}^+$ e $\frac{13}{2}^+$ para os níveis 1,759 e 1,842 MeV, respectivamente, bem como prevê um estado $\frac{15}{2}^+$ em torno de 1,8 MeV.

- (b) ^{203}Pb . O número e a sequência dos níveis calculados e experimentais são praticamente os mesmos até uma energia de 1,3 MeV. A teoria sugere uma atribuição de spins $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$, $\frac{9}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$ para os níveis de energia medidos em 0,775; 1,088; 1,199 e 1,203 MeV, respectivamente. Para energias de excitação mais altas, a teoria prediz um número de estados de paridade negativa muito maior que os medidos experimentalmente. Abaixo de 2,0 MeV a teoria prevê os estados $\frac{13}{2}^+$ e $\frac{15}{2}^+$ no ^{203}Pb .
- (c) ^{201}Pb . O número de níveis calculado é aproximadamente o mesmo que os medidos experimentalmente até 1,2 MeV. O cálculo sugere uma atribuição de spins $\frac{5}{2}^-$ para os níveis em 0,800 e 0,911 MeV e $\frac{9}{2}^-$ para os estados em 1,014 e 1,186 MeV. A teoria prevê, para paridades positivas, uma densidade de estados alta no intervalo entre 1,2 a 2,0 MeV. A discrepância entre a energia de excitação calculada para o segundo $\frac{3}{2}^-$ e o valor experimental aponta para a necessidade de ajustes nos parâmetros para que se tenha uma descrição teórica mais precisa do espectro de energias. Este ajuste não foi feito devido à falta das informações experimentais, à exceção do que mostra a Fig. 2.1, sobre as energias de excitação dos estados de paridade negativa de mais baixa energia nos isótopos mais leves.

Momentos eletromagnéticos

Os cálculos dos momentos de dipolo magnético, μ , foram efetuados com os seguintes fatores giromagnéticos:

$$(1) g_\ell = 0 \text{ e } g_s^{\text{efet}} = 0,5 g_s^{\text{free}} \quad \text{e} \quad (2) g_\ell = 0 \text{ e } g_s^{\text{efet}} = 0,7 g_s^{\text{free}}$$

Para os momentos de quadrupolo elétrico, Q , foram utilizadas as seguintes cargas elétricas efetivas : (1) $e_n^{efet} = 0,5e$ e (2) $e_n^{efet} = 1,0e$.

A Tabela 2.3 mostra a comparação entre os valores calculados e os dados experimentais. No caso dos momentos magnéticos, à exceção do estado $\frac{21}{2}^+$ no ^{203}Pb , todos os sinais estão em concordância com o experimento e seus valores podem ser reproduzidos pela teoria se o parâmetro efetivo for ajustado. A ausência de dados experimentais a respeito dos momentos de dipolo magnético do estado $\frac{21}{2}^+$ nos isótopos vizinhos dificulta o entendimento desta discrepância entre os valores calculado e medido para o ^{203}Pb .

Para os momentos de quadrupolo elétrico o acordo com o experimento é apenas razoável. Os sinais dos momentos calculados para os estados $\frac{5}{2}^-$ no ^{201}Pb e $\frac{3}{2}^-$ no ^{197}Pb estão em desacordo com aqueles obtidos experimentalmente. Entretanto, a magnitude desses momentos é muito pequena ($\sim 10^{-3}$) e uma pequena variação na parametrização pode mudar a previsão teórica. Os outros valores calculados, são, em geral, menores que os valores medidos. Para que se consiga um ajuste com os dados experimentais é necessário que a carga efetiva do nêutron seja aumentada ainda mais, significando que excitações de fônons quadrupolares do caroço devem ser consideradas para uma descrição mais completa das propriedades dos estados de baixa energia nos isótopos de Pb .

Fatores espectroscópicos

Valores medidos e calculados dos fatores espectroscópicos de “pickup” são comparados na Tabela 2.5. Embora os dados experimentais disponíveis sejam referentes

apenas ao ^{205}Pb , apresentamos também os resultados obtidos para os isótopos $^{203}, ^{201}\text{Pb}$. Observa-se na tabela uma concordância entre teoria e experimento. A fragmentação das configurações de partícula-única nos estados de mais baixa energia são bem reproduzidas, com diferenças em energias ≤ 80 keV. Novamente, os cálculos indicam $J^\pi = \frac{1}{2}^- ; \frac{3}{2}^-$ para os níveis medidos em 0,803 e 0,998 MeV, respectivamente e $J^\pi = \frac{9}{2}^- ; \frac{7}{2}^-$ para os níveis em 1,449 e 1,575 MeV, respectivamente, no ^{205}Pb .

Conclusões

O modelo acima descreve as principais características dos esquemas de níveis de energia para os estados de mais baixa energia. Para uma descrição mais precisa do espectro dos isótopos mais leves, é necessário que se obtenha informações experimentais adicionais a respeito dos estados de partícula-única nesses núcleos. Obteve-se uma melhora significativa em relação a cálculos anteriores de $1qp + 3qp$ efetuados sem estados projetados em número. As correlações com o caroço devido à excitações (não incluídas) de $2\text{partículas}-2\text{buracos}$ de prótons, podem afetar, de forma apreciável, apenas as propriedades dos estados de spins mais altos nos isótopos mais pesados ($A \geq 201$) do Pb . Este tipo de excitação do caroço aparecerá misturado com configurações de quase-partícula de nêutrons para estados de baixas energias diferentes em isótopos leves ($A \leq 195$) de Pb .

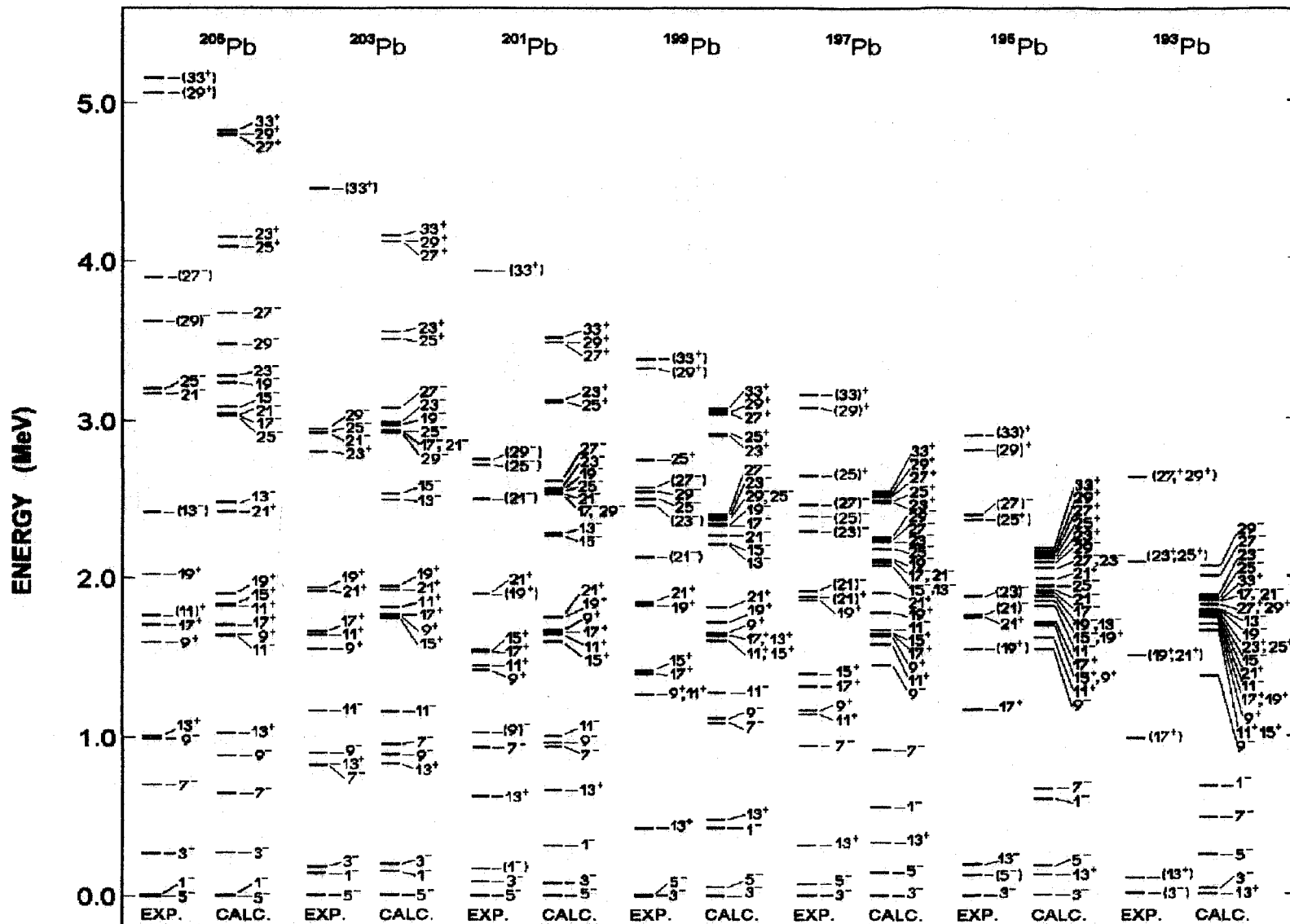


Fig. 2.1 Comparação entre os estados de baixa energia, experimentais [Sh 93, Sc 86, Ch 89, Sh 90] e calculados dos isótopos de massa ímpar do Pb. Os spins estão na forma $2J$.

Fig.2.2 Espectros experimentais e calculados dos isótopos (a) ^{205}Pb [Sh 93], (b) ^{203}Pb [Sc86] e (c) ^{201}Pb [Ch 89]. Os spins estão na forma $2J$

Tabela 2.1

Funções de onda de estados de paridade negativa calculadas para isótopos de *Pb*. Para cada núcleo, os estados de *1qp* e *3qp* são denotados por $|j_c\rangle$ e $|(j_a, j_b) J_{ab}, j_c\rangle$, respectivamente. São listadas apenas as amplitudes maiores que 9%.

J_i^{π}	j_a	j_b	J_{ab}	j_c	^{205}Pb	^{203}Pb	^{201}Pb	^{199}Pb	^{197}Pb
$\frac{1}{2}^-_1$				$\frac{1}{2}$	0.991	0.998	0.982	0.984	0.986
$\frac{3}{2}^-_1$				$\frac{3}{2}$	0.933	0.979	0.982	0.982	0.982
$\frac{5}{2}^-_1$				$\frac{5}{2}$	0.965	0.985	0.985	0.987	0.988
$\frac{7}{2}^-_1$				$\frac{7}{2}$				-0.529	
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{1}{2}$	0.900	0.633			0.973
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	3	$\frac{1}{2}$	-0.302	-0.313			
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{3}{2}$		0.487	0.856		
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{3}{2}$		0.312	0.308		
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{5}{2}$				0.737	
$\frac{9}{2}^-_1$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{1}{2}$	0.714				
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{1}{2}$	-0.619				
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{5}{2}$		0.838	0.668		
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{3}{2}$		0.359	0.635		
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{5}{2}$				0.950	0.937
$\frac{11}{2}^-_1$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{3}{2}$	0.953	0.977	0.986	0.984	0.973
$\frac{13}{2}^-_1$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	6	$\frac{1}{2}$	0.914	0.541			
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{7}{2}$		0.679	0.822		
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	4	$\frac{5}{2}$				-0.474	0.388
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	3	$\frac{7}{2}$				0.493	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{7}{2}$				0.625	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	6	$\frac{3}{2}$					0.364
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{3}{2}$					0.812

Tabela 2.1 – continuação

J_i^π	J_a	J_b	J_{ab}	J_c	^{205}Pb	^{203}Pb	^{201}Pb	^{199}Pb	^{197}Pb
$\frac{15}{2}^-_1$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{7}{2}$	0.907	0.922	0.908	0.524	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	6	$\frac{5}{2}$	-0.323				-0.439
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{7}{2}$				-0.524	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{3}{2}$					0.888
$\frac{17}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{1}{2}$	0.966				
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	6	$\frac{5}{2}$		0.816	0.889	0.580	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{5}{2}$		0.449	0.386		
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{3}{2}$				0.739	0.904
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{3}{2}$				0.304	0.315
$\frac{19}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{1}{2}$	0.978				
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{5}{2}$		0.960	0.978	0.940	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{3}{2}$					0.905
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{3}{2}$					-0.398
$\frac{21}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{1}{2}$	0.965				
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	8	$\frac{5}{2}$		0.783	0.852		
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{5}{2}$		0.411	0.394		
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{3}{2}$				0.938	0.947
$\frac{23}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{1}{2}$	0.986				
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{5}{2}$		0.939	0.943	0.940	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{3}{2}$					0.921
$\frac{25}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{1}{2}$	0.958				
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	10	$\frac{5}{2}$		0.881	0.933	0.953	
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{5}{2}$		0.379	0.341		-0.395
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{3}{2}$					0.885
$\frac{27}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{5}{2}$	0.995	0.994	0.988	0.963	0.901
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{3}{2}$					-0.431
$\frac{29}{2}^-_1$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{5}{2}$	0.997	0.998	0.998	0.998	0.999

Tabela 2.2

Funções de onda de estados de paridade positiva, calculadas para isótopos de Pb.

J_i^+	J_a	J_b	J_{ab}	J_c	^{205}Pb	^{203}Pb	^{201}Pb	^{199}Pb	^{197}Pb
$\frac{9}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	0.787	0.514	0.314		
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$		0.623	0.750	0.406	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	-0.426	-0.347			
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$			-0.387	-0.337	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{13}{2}$				0.466	0.729
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{13}{2}$				0.528	0.441
$\frac{11}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	0.886	0.595	0.403	0.309	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$		-0.320			
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$		0.581	0.661	0.445	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$		-0.305	-0.377	-0.343	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{13}{2}$				0.610	0.821
				$\frac{13}{2}$	0.975	0.974	0.979	0.984	0.989
$\frac{13}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	0.854	0.500	0.396	0.351	0.302
	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	-0.307			-0.307	-0.308
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$		0.735	0.747	0.550	0.413
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$			-0.326	-0.489	-0.438
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{13}{2}$				0.357	0.561
				$\frac{13}{2}$					
$\frac{15}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	0.858	0.520	0.314		
	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{13}{2}$	-0.337	-0.311			
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$		0.688	0.798	0.446	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	$\frac{13}{2}$				-0.439	-0.418
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{13}{2}$				0.402	0.577
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{13}{2}$				0.504	0.504

Tabela 2.2 – continuação

J_i^+	J_a	J_b	J_{ab}	J_c	^{205}Pb	^{203}Pb	^{201}Pb	^{199}Pb	^{197}Pb
$\frac{19}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{13}{2}$	0.976				
	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{13}{2}$		0.980	0.895	0.333	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{13}{2}$			-0.428	-0.874	-0.887
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	3	$\frac{13}{2}$				-0.318	-0.334
$\frac{21}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{13}{2}$	0.913	0.936	0.896	0.316	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	4	$\frac{13}{2}$	-0.356	-0.321	-0.425	0.932	0.971
$\frac{23}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	6	$\frac{13}{2}$	0.896	0.908	0.922	0.873	
	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	5	$\frac{13}{2}$	-0.389	-0.355	-0.302		
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{13}{2}$				0.406	0.977
$\frac{25}{2}_1^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	6	$\frac{13}{2}$	0.958	0.956	0.952	0.849	0.964
	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{13}{2}$				-0.488	
$\frac{27}{2}_1^+$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{13}{2}$	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999
$\frac{29}{2}_1^+$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{13}{2}$	0.999	0.999	0.999	0.999	0.999
$\frac{33}{2}_1^+$	$\frac{13}{2}$	$\frac{13}{2}$	12	$\frac{13}{2}$	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

Tabela 2.3

Comparação entre momentos magnéticos experimentais e teóricos. O dipolo magnético (μ) e o quadrupolo elétrico (Q) estão em unidades de mn e eb , respectivamente. As parametrizações (1) e (2) são apresentadas no texto.

Núcleo	J_i^π	μ (mn)			Q (eb)		
		Exp.	Teo. (1)	Teo. (2)	Exp.	Teo. (1)	Teor. (2)
^{205}Pb	$\frac{5}{2}_1^-$	+0.7117 4 ^a	+0.68	+0.95	0.226 37 ^a	+0.081	+0.163
	$\frac{13}{2}_1^+$	-0.975 40 ^a	-0.97	-1.35	0.30 5 ^a	+0.15	+0.30
	$\frac{25}{2}_1^-$	-0.845 14 ^a	-1.73	-2.44	0.63 3 ^a	+0.19	+0.38
	$\frac{33}{2}_1^+$	-2.442 83 ^a	-2.42	-3.39		+0.20	+0.41
^{203}Pb	$\frac{5}{2}_1^-$	+0.6864 5 ^a	+0.66	+0.92	+0.95 52 ^a	+0.046	+0.092
	$\frac{21}{2}_1^+$	-0.641 21 ^a	+0.07	+0.10	0.85 3 ^a	+0.15	+0.31
	$\frac{25}{2}_1^-$	-0.738 38 ^a	-1.10	-1.54		+0.15	+0.31
^{201}Pb	$\frac{5}{2}_1^-$	+0.659 13 ^b	+0.56	+0.78	-0.009 90 ^{b,c}	+0.007	+0.013
^{199}Pb	$\frac{3}{2}_1^-$	-1.074 1 ^d	-1.03	-1.43	+0.07 7 ^b	+0.03	0.05
	$\frac{29}{2}_1^-$	-1.07 7 ^c	-0.98	-1.38		+0.18	0.36
	$\frac{29}{2}_1^+$	-2.4 1 ^e	-2.1	-3.0		+0.11	0.23
^{197}Pb	$\frac{3}{2}_1^-$	-1.075 2 ^{a,d}	-1.09	-1.52	-0.08 18 ^{a,d}	+0.003	+0.005
	$\frac{13}{2}_1^+$	-1.105 3 ^{a,d}	-1.02	-1.43	+0.47 34 ^{a,d}	+0.09	+0.17
	$\frac{21}{2}_1^-$	-0.531 7 ^{a,e}	-0.93	-1.30		+0.14	+0.28
	$\frac{33}{2}_1^+$	-2.51 10 ^{a,e}	-2.42	-3.39		+0.16	+0.33
^{195}Pb	$\frac{29}{2}_1^+$	-2.7 3 ^f	-2.2	-3.0		+0.09	+0.17
	$\frac{33}{2}_1^+$	-2.5 1 ^e	-2.4	-3.4		+0.14	+0.28

^a da Ref. [Ra 89]. ^b da Ref. [Th 83]. ^c da Ref. [De 84]. ^d da Ref. [An 86]. ^e da Ref. [St 85]. ^f da Ref. [Ra 83].

Tabela 2.4

Momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico calculados para alguns níveis nos isótopos de Pb. Ver legenda da Tabela 2.3.

J_i^π	^{205}Pb			^{201}Pb			^{197}Pb			^{193}Pb		
	μ_1	μ_2	Q_2	μ_1	μ_2	Q_2	μ_1	μ_2	Q_2	μ_1	μ_2	Q_2
$\frac{1}{2}_1^-$	0.31	0.44	—	-0.19	-0.27	—	0.26	0.36	—	0.31	0.44	—
$\frac{3}{2}_1^-$	-0.82	-1.22	0.110	-1.36	-1.91	0.085	-1.09	-1.52	0.005	-0.95	-1.34	0.049
$\frac{5}{2}_1^-$	0.68	0.95	0.163	0.56	0.78	0.014	0.60	0.84	-0.071	0.68	0.95	-0.105
$\frac{7}{2}_1^-$	0.86	1.21	0.116	-0.26	-0.36	0.031	-1.10	-1.54	0.182	-1.07	-1.50	0.167
$\frac{9}{2}_1^-$	1.23	1.72	0.143	0.89	1.24	-0.023	-0.68	-0.96	-0.29	0.63	0.88	0.182
$\frac{21}{2}_1^-$	-1.37	-1.92	0.169	-0.76	-1.06	0.118	-0.93	-1.30	0.283	-0.96	-1.34	0.112
$\frac{23}{2}_1^-$	-2.13	-2.98	0.412	-1.18	-1.65	0.181	-1.85	-2.59	0.251	-1.83	-2.57	0.167
$\frac{25}{2}_1^-$	-1.74	-2.43	0.382	-0.93	-1.31	0.228	-1.96	-2.75	0.257	-2.10	-2.94	0.175
$\frac{27}{2}_1^-$	-1.38	-1.94	0.372	-1.38	-1.94	0.349	-1.59	-2.22	0.267	-1.81	-2.54	0.080
$\frac{29}{2}_1^-$	-1.15	-1.62	0.540	-1.14	-1.59	0.392	-1.13	-1.58	0.212	-1.15	-1.61	0.039
$\frac{13}{2}_1^+$	-0.97	-1.35	0.301	-1.47	-2.06	0.238	-1.02	-1.43	0.171	-0.97	-1.36	0.092
$\frac{21}{2}_1^+$	0.05	0.07	0.338	0.05	0.07	0.216	-0.31	-0.43	0.108	-1.54	-2.16	0.038
$\frac{23}{2}_1^+$	-1.04	-1.45	0.451	-1.09	-1.52	0.322	-1.67	-2.33	0.067	-1.69	-2.36	0.038
$\frac{25}{2}_1^+$	-1.95	-2.73	0.420	-1.94	-2.71	0.394	-1.83	-2.57	0.124	-1.84	-2.57	0.073
$\frac{27}{2}_1^+$	-1.98	-2.78	0.155	-1.98	-2.78	0.145	-1.98	-2.78	0.124	-1.98	-2.78	0.079
$\frac{29}{2}_1^+$	-2.13	-2.98	0.255	-2.13	-2.98	0.239	-2.13	-2.98	0.205	-2.13	-2.98	0.130
$\frac{33}{2}_1^+$	-2.42	-3.39	0.407	-2.42	-3.39	0.382	-2.42	-3.39	0.327	-2.42	-3.39	0.208

Tabela 2.5

Comparação entre os fatores espectroscópicos S_j experimentais [Ti 69, Li 90] e calculados dos isótopos $^{205}, ^{203}, ^{201}\text{Pb}$. As energias de excitação são apresentadas apenas para o ^{205}Pb .

J_i^{π}	^{205}Pb				^{203}Pb	^{201}Pb
	Energia (keV)		S_j		S_j	S_j
	Exp.	Calc.	(d, t)	Calc.	Calc.	Calc.
$\frac{5}{2}^-_1$	0	0	5.6	5.21	4.38	3.24
$\frac{5}{2}^-_2$	750	683	0.15	0.62	0.02	0.02
$\frac{5}{2}^-_3$	1265	1018	—	0.17	0.02	0.02
$\frac{1}{2}^-_1$	≈ 2	11	1.67	0.76	0.55	0.32
$\frac{1}{2}^-_2$	≈ 800	858	0.03	0.01	0.01	0.01
$\frac{3}{2}^-_1$	≈ 260	287	4.69	3.42	3.41	3.08
$\frac{3}{2}^-_2$	≈ 580	590	0.13	0.26	0.00	0.01
$\frac{3}{2}^-_3$	998	948	—	0.37	0.06	0.03
$\frac{7}{2}^-_1$	703	651	—	0.01	0.01	0.09
$\frac{7}{2}^-_2$	1043	986	—	0.19	0.16	0.00
$\frac{7}{2}^-_3$	1575	1434	—	0.01	0.36	5.25
$\frac{7}{2}^-_4$	≈ 1610	1685	0.71	0.67	0.73	0.29
$\frac{7}{2}^-_5$	≈ 1770	1748	5.27	6.38	5.32	0.43
$\frac{9}{2}^-_1$	980	898	0.61	0.04	0.00	0.00
$\frac{9}{2}^-_2$	1499	1258	—	0.01	0.02	0.01
$\frac{13}{2}^-_1$	1010	1030	11.5	13.23	12.88	12.81
$\frac{13}{2}^+_2$	—	1796	—	0.83	0.42	0.19

2.5 Cálculos de uma quase-partícula-vibrador para isótopos de Te

Apresentamos nesta seção os resultados dos cálculos feitos para isótopos ímpares do *Te* ($Z = 52$, $63 \leq N \leq 79$) [Ce 95] no contexto do modelo acoplamento fônon-quase-partícula projetada (PQPC) que são comparados com os cálculos usuais sem projeção (QPC).

Parâmetros

A quase-partícula, que representa de 13 a 29 nêutrons distribuídos nos estados de partícula-única $2d_{5/2}$, $2d_{7/2}$, $2d_{1/2}$, $2d_{3/2}$ e $2d_{11/2}$, está acoplada à $N = 0, 1, 2$ fônons de quadrupolo. A hamiltoniana foi diagonalizada com a mesma parametrização da Ref. [Di 94a]. As propriedades eletromagnéticas foram calculadas com os valores usuais de carga efetiva e fator giromagnético efetivo, i.e., $e^{efet} = 0,5e$ para os momentos elétricos e $g_R = 0$, $g_\ell = 0$, e $g_s^{efet} = 0,5 g_s^{free}$; $0,6 g_s^{free}$ para os momentos magnéticos.

Resultados e discussão

A Fig.2.3 mostra comparação entre os espectros de energia de excitação calculados e experimentais, apenas para estados onde os momentos magnéticos são avaliados, já que não existem diferenças significativas entre os esquemas de níveis de mais baixa energia calculados com e sem projeção em número de partículas. Os efeitos da projeção de número de partículas são mais acentuados para observáveis sensíveis a variações em alguma amplitude de função de onda, como é o caso dos fatores espectroscópicos. Para ilustrar esse ponto, os fatores espectroscópicos de “stripping”, para os níveis de mais baixa

energia nos isótopos do *Te*, calculados com (PQPC) e sem (QPC) projeção em número de partículas são comparados na Tabela 2.6. Os valores obtidos com PQPC são, em geral, da ordem de 10% maiores do que aqueles obtidos com QPC.

Os valores experimentais disponíveis para os momentos de dipolo magnético (μ) e de quadrupolo elétrico (Q), para os isótopos do *Te*, são apresentados e comparados, na Tabela 2.7, com os valores calculados. Em geral, os momentos magnéticos medidos podem ser reproduzidos teoricamente ajustando-se os fatores giromagnéticos efetivos. Todos os sinais e magnitudes concordam com o experimento, exceto para o estado $\frac{5}{2}^+$ no ^{123}Te e nos estados $\frac{5}{2}^+$ no ^{125}Te . O sinal negativo dos momentos $\mu(\frac{5}{2}^+)$ previstos teoricamente, ficam reforçados pelos valores experimentais e teóricos dos isótopos vizinhos. Para os momentos de quadrupolo elétrico, os dados experimentais são poucos e os dois valores medidos podem ser reproduzidos com uma carga efetiva de nêutrons igual a 0,5e.

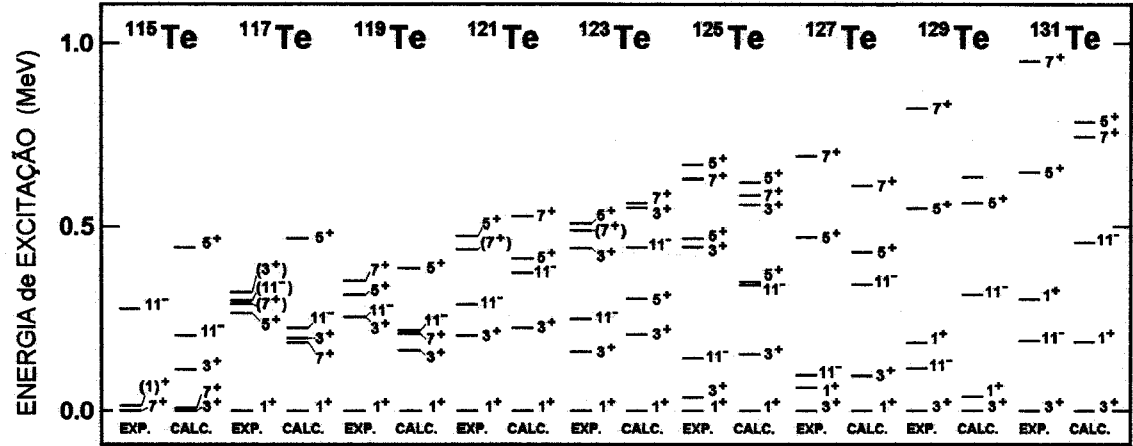


Fig. 2.3 Esquemas de níveis de mais baixa energia, experimentais [NDS] e calculados, para isótopos de *Te*. Os spins estão na forma $2J$.

Tabela 2.7

Comparação entre os valores experimentais e calculados dos momentos de dipolo magnético (μ) e quadrupolo elétrico (Q). As colunas μ_1 e μ_2 correspondem a $g_s^{eff} = -1.910$ e $g_s^{eff} = -2.292$, respectivamente, enquanto Q_1 referem-se a $e^{eff} = 0,5e$.

I^π	^{115}Te					^{117}Te					^{119}Te				
	μ (mn)			Q (eb)		μ (mn)			Q (eb)		μ (mn)			Q (eb)	
	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1
$\frac{1}{2}_1^+$		-0.73	-0.87	-	-		-0.70	-0.84	-	-	$\pm 0.25^a$	-0.67	-0.80	-	-
$\frac{3}{2}_1^+$		0.51	0.62		-0.26		0.50	0.60		-0.33		0.49	0.59		-0.37
$\frac{5}{2}_1^+$		-0.59	-0.70		0.45	-0.79	1^a	-0.70	-0.84	0.48	-0.9	2^a	-0.68	-0.82	0.61
$\frac{7}{2}_1^+$		0.70	0.85		0.15		0.68	0.81		0.57		0.65	0.78		0.76
$\frac{11}{2}_1^+$	-0.95	1^a	-0.93	-1.12	$+0.8^b$	-0.73	-0.92	-1.11	-0.86		0.89	1^a	-0.92	-1.10	-1.04
$\frac{3}{2}_2^+$															

Tabela 2.7 – continuação

I^π	^{121}Te					^{123}Te				
	μ (mn)			Q (eb)		μ (mn)			Q (eb)	
	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1
$\frac{1}{2}_1^+$		-0.72	-0.86	-	-	-0.74 ^c	-0.76	-0.91	-	-
$\frac{3}{2}_1^+$		0.47	0.56		-0.42	$+0.7$	1^c	0.44	0.53	-0.44
$\frac{5}{2}_1^+$		-0.80	-0.96		0.51	$+0.10$	6^d	-0.87	-0.99	0.57
$\frac{7}{2}_1^+$	$+0.74$	1^a	0.65	0.78	0.95		0.61	0.73		0.66
$\frac{11}{2}_1^+$	0.90	1^a	-0.95	-1.14	-0.60	-1.00	5^e	-0.95	-1.14	-0.15
$\frac{3}{2}_2^+$						$+0.51$	9^d	0.45	0.54	0.08

^a Referência [Ra 89]

^b Referência [Io 82]

^c Referência [Fu 76]

^d Referência [Ro74]

^e Referência [Si 73]

Tabela 2.7 – continuação

I^π	^{125}Te					^{127}Te				
	μ (mn)			Q (eb)		μ (mn)			Q (eb)	
	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1
$\frac{1}{2}_1^+$	-0.89 ^c	-0.89	-1.07	-	-		-0.92	-1.11	-	-
$\frac{3}{2}_1^+$	+0.60	1 ^f	+0.50 + 0.60	-0.2 ^c	-0.19	+0.64	1 ⁱ	+0.56 + 0.67		0.09
$\frac{5}{2}_1^+$	+0.5	1 ^h	-0.88 -1.06		0.48		-0.89	-1.07		0.44
$\frac{7}{2}_1^+$			0.63 0.75		0.30		0.66	0.79		0.27
$\frac{11}{2}_1^-$	-0.93	5 ^g	-0.95 -1.14		0.38	-0.91	5 ^e	-0.94 -1.13		0.69
$\frac{3}{2}_2^+$	+0.59	9 ^d	+0.55 + 0.66		0.03					
$\frac{5}{2}_2^+$	-0.6	7 ^h	+0.12 + 0.14		0.02					

Tabela 2.7 – continuação

I^π	^{129}Te					^{131}Te				
	μ (mn)			Q (eb)		μ (mn)			Q (eb)	
	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1	Exp	μ_1	μ_2	Exp	Q_1
$\frac{1}{2}_1^+$		-0.89	-1.07	-	-		-0.67	-1.01	-	-
$\frac{3}{2}_1^+$	+0.70	1 ⁱ	+0.57 + 0.68		0.19		0.45	0.67		0.23
$\frac{5}{2}_1^+$		-0.79	-0.94		0.33		-0.36	-0.54		0.22
$\frac{7}{2}_1^+$		0.65	0.77		0.21		0.49	0.73		0.20
$\frac{11}{2}_1^-$	-1.09	1 ^j	-0.94 -1.12		0.71	-1.04	4 ^k	-0.75 -1.12		0.58
$\frac{3}{2}_2^+$										
$\frac{5}{2}_2^+$										

^f Referência [Bo 75]^h Referência [Be 89]^j Referência [Ge 80]^g Referência [La 77]ⁱ Referência [Ge 79]^k Referência [Lh 75]

Capítulo 3

Competição Entre Modos de Decaimento das Ressonâncias Gigantes

3.1 Estrutura das ressonâncias gigantes

A emissão de uma partícula por um núcleo, a uma certa energia de excitação (e.g. na RG), pode ser entendida através de cálculos microscópicos onde o estado fundamental do núcleo é levado a um modo coletivo de excitação com a participação coerente de excitações do tipo 1partícula-1buraco ($1p-1b$). O sistema composto terá então, além do espectro discreto (abaixo do limiar de emissão de partículas), um espectro contínuo (acima do limiar) onde os “níveis” são estados ressonantes metaestáveis.

A largura de escape de uma partícula para o contínuo, nesse estágio da reação (*decaimento semi-direto*) pode ser obtida se os estados metaestáveis do espectro contínuo são descritos, numa primeira aproximação, por *pacotes de ondas ressonantes* e tratados como estados de partícula única, de acordo como método proposto por Wang e Shakin [Wa 70], numa extensão à teoria unificada de Feshbach [Fe 58, Fe 62]. Em seguida é feito um cálculo de RPA discreta [Ro 70], como desenvolvido por Piza [Pi 87], onde os efeitos de escape de uma partícula para o contínuo são incluídos no espaço de configurações de $1p-1b$ que expandem a RG e são representados pelas energias complexas dos estados de partícula única pertencentes ao contínuo.

O método foi implementado especificamente para o cálculo das energias e larguras de escape das RG's por Teruya, Dias e Piza [Te 93]. Destes cálculos, observa-se que se a ressonância for isolada, a largura de escape pode ser obtida como uma soma das várias larguras parciais das configurações de $1p-1b$ que expandem a ressonância [Te 97]. Um estudo detalhado do método foi realizado em [Te 91] para a determinação das larguras, onde é feita uma análise da estabilidade das larguras e energias das ressonâncias de partícula única frente à definição das funções de ondas escolhidas.

Nestes cálculos, a energia do par partícula-buraco é escrita como $\hat{\epsilon}_{pb} = \hat{\epsilon}_p + \hat{\epsilon}_b$, onde $\hat{\epsilon}_p$ e $\hat{\epsilon}_b$ são, respectivamente, as energias de partícula-única e buraco-único no espaço de configurações de $1p-1b$. A energia de partícula-única $\hat{\epsilon}_p$ é tal que, $\text{Re}(\hat{\epsilon}_p) > 0$ corresponde à energia da ressonância e $\text{Im}(\hat{\epsilon}_p)$ à sua largura, Γ_p .

3.1.1 Ressonâncias de partícula-única

Na teoria unificada de Feshbach a função de onda, solução da equação de Schrödinger para o problema de espalhamento, envolvendo uma hamiltoniana de campo médio h_o ,

$$(\epsilon - h_o) |\Psi^+\rangle = 0 \quad (3.1)$$

é projetada em dois subespaços ortogonais e complementares \mathcal{P} e \mathcal{Q} , onde os projetores P e Q são tais que $P^2 = P$ e $Q^2 = Q$. O subespaço \mathcal{P} contém os canais rápidos (canais abertos) enquanto que o subespaço \mathcal{Q} , dos canais fechados, contém a natureza das configurações dependendo da reação estudada.

No modelo de Wang-Shakin os subespaços \mathcal{P} e \mathcal{Q} são redefinidos transferindo-se as ressonâncias de partícula-única do espectro contínuo do subespaço \mathcal{P} para o subespaço \mathcal{Q} . Chamaremos de p e $q = 1 - p$ os operadores de projeção assim redefinidos, que satisfazem:

$$p^2 = p, \quad q^2 = q, \quad pq = 0 \quad (3.2)$$

Assim, a função de onda $|\Psi^+\rangle$ é escrita como

$$|\Psi^+\rangle = p|\Psi^+\rangle + q|\Psi^+\rangle \quad (3.3)$$

e a equação de Schrödinger como

$$(\epsilon - h_o)[p|\Psi^+\rangle + q|\Psi^+\rangle] = 0. \quad (3.4)$$

A componente $q|\Psi^+\rangle$ tem norma finita e contém o comportamento ressonante de $|\Psi^+\rangle$ no interior nuclear, enquanto a componente $p|\Psi^+\rangle$ descreve o comportamento não

ressonante no contínuo, com uma pequena parte no interior do núcleo. Multiplicando-se (3.4) pela esquerda por p e por q encontramos o conjunto de equações acopladas:

$$(\varepsilon - h_{oqq})q|\Psi^+\rangle = h_{oqp}p|\Psi^+\rangle \quad (3.5)$$

$$(\varepsilon - h_{opp})p|\Psi^+\rangle = h_{opq}q|\Psi^+\rangle \quad (3.6)$$

onde, $h_{oqq} \equiv qh_oq$, $h_{oqp} \equiv qh_op$... etc.

As relações (3.5) e (3.6) são resolvidas como

$$\left(\varepsilon - h_{oqq} - h_{oqp} \frac{1}{\varepsilon - h_{opp}} h_{pq} \right) q|\Psi^+\rangle = h_{oqp} |\Psi^+\rangle \quad (3.7)$$

$$(\varepsilon - h_{opp}) |\varphi^+\rangle = 0 \quad (3.8)$$

onde $|\varphi^+\rangle$ é a solução da hamiltoniana projetada H_{opp} na energia ε . As componentes $p|\Psi^+\rangle$ e $q|\Psi^+\rangle$ da função de onda do sistema resultam:

$$p|\Psi^+\rangle = |\varphi^+\rangle + \frac{1}{\varepsilon - h_{opp}} h_{opq} q|\Psi^+\rangle \quad (3.9)$$

$$q|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\varepsilon - h_{oqq} - w_{qq}} qh_o |\varphi^+\rangle \quad (3.10)$$

onde

$$w_{qq} \equiv h_{oqp} \frac{1}{\varepsilon - h_{opp}} h_{opq}$$

Assumiremos, de acordo com [Wa 70, Te 93], que, numa energia $\varepsilon = \varepsilon_o > 0$, o operador $q = |u\rangle\langle u|$ projeta a função de onda $|\Psi^+\rangle$ num estado de partícula-única, $|u\rangle$. Assumiremos também que, para $\varepsilon = \varepsilon_o$ o comportamento ressonante de $|\Psi^+\rangle$ é dominante e portanto o estado de partícula-única pode ser tomado como proporcional a $|\Psi^+\rangle$. O estado

de partícula única construído no entorno de ϵ_0 , onde $\langle \Psi^+ | \Psi^+ \rangle$ é máximo e tem largura Γ_u , define a energia em torno da qual a ressonância deve acontecer. A função de onda resultante é dada por

$$\langle r | u \rangle = N \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_u}{a_u}\right)} \langle r | \Psi^+ \rangle_{\epsilon = \epsilon_0} \quad (3.11)$$

onde R_u e a_u são, respectivamente, o raio e a difusibilidade para o corte em $|\Psi^+\rangle_{\epsilon = \epsilon_0}$ e N uma constante de normalização que garante $\langle u | u \rangle = 1$.

A energia e a largura da ressonância são calculadas [Te 93] como:

$$\hat{\epsilon}_R = \epsilon_u + \Delta_u(\epsilon_R) \quad (3.12)$$

$$\Gamma_R = \frac{\Gamma_u(\epsilon_R)}{1 - \frac{d\Delta_u(\epsilon_R)}{d\epsilon}} \quad (3.13)$$

com

$$\epsilon_u = \langle u | h_o | u \rangle, \quad (3.14)$$

$$\Gamma_u(\epsilon) = 2\pi |\langle u | h_o | \varphi^+ \rangle|^2 \quad (3.15)$$

e

$$\Delta_u(\epsilon) = \langle u | h_o \frac{\mathcal{P}}{\epsilon - H_{opp}} h_o | u \rangle \quad (3.16)$$

onde \mathcal{P} indica o valor principal.

Estes estados de ressonância de partícula única são soluções da equação de Schrödinger para uma hamiltoniana efetiva \tilde{h}_o ,

$$(\hat{\epsilon}_R - \tilde{h}_o) | u \rangle = 0 \quad (3.17)$$

onde definimos

$$\tilde{h}_o = h_{oqq} - h_{oqp} \frac{1}{\epsilon - h_{opp}} h_{pq} , \quad (3.18)$$

e podem ser usados na construção de uma base discreta de configurações de $1p-1b$, onde os estados do contínuo são representados por ressonâncias de energia complexa conforme proposto por Piza [Pi 87].

3.1.2 Aproximação de fases aleatórias (RPA)

Assumiremos uma hamiltoniana, $H = H_o + V$, com uma parte de campo médio, H_o , e uma interação residual de dois corpos V ,

$$H = \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} \quad (3.19)$$

As funções de onda dos estados excitados $|\nu\rangle$, com energia E_{ν} , soluções da equação de Schrödinger

$$(E_{\nu} - H)|\nu\rangle = 0 \quad (3.20)$$

são projetadas nos subespaços \mathcal{P} e \mathcal{Q} (ortogonais e complementares), onde \mathcal{Q} é expandido, agora, pelas configurações de $1p-1b$ e o operador P projeta no contínuo residual. A projeção de (3.20) nestes dois subespaços fornece o conjunto de equações acopladas:

$$(E_{\nu} - H_{QQ})Q|\nu\rangle = H_{QP} P|\nu\rangle \quad (3.21)$$

$$(E_{\nu} - H_{PP})P|\nu\rangle = H_{PQ} Q|\nu\rangle \quad (3.22)$$

onde $H_{QQ} = QHQ$, $H_{QP} = QHP$, etc.

Com o amortecimento das funções de onda de partícula-única, soluções de h_{oPP} , no interior nuclear, adotamos a aproximação de que os efeitos da interação de dois corpos em H_{QP} , H_{PQ} e H_{PP} podem ser desprezados e assim obtemos [Pi 87, Te 93, Te 97],

$$(E_v - \tilde{H}_o - V)Q|v\rangle = H_{oQP}|\chi_c^+\rangle \quad (3.23)$$

$$(E_v - H_{oPP})|\chi_c^+\rangle = 0 \quad (3.24)$$

onde $|\chi_c^+\rangle$ é a solução espalhada de H_{oPP} . Na hamiltoniana efetiva, \tilde{H}_o , definida como

$$\tilde{H}_o = H_{oQQ} + H_{oQP} \frac{1}{E_v + i\eta - H_{oPP}} H_{oPQ}, \quad (3.25)$$

estão contidos os efeitos (largura e deslocamento de fase) de escape para o contínuo. A componente $Q|v\rangle$ pode ser escrita em termos de um conjunto de estados biortogonais de partícula-buraco, $|R_n\rangle$ e $|\tilde{R}_n\rangle$, como

$$Q|v\rangle = \sum_n \frac{|R_n\rangle \langle \tilde{R}_n | H_{PQ} | \chi_c^+ \rangle}{E_v - \hat{E}_n} \quad (3.26)$$

onde os modos $|R_n\rangle$ e $|\tilde{R}_n\rangle$, soluções da hamiltoniana efetiva $\tilde{H}_{QQ} = \tilde{H}_o + V$, satisfazem:

$$(\hat{E}_n - \tilde{H}_{QQ})|R_n\rangle = 0 \quad (3.27)$$

$$(\hat{E}_n^* - \tilde{H}_{QQ}^\dagger)|\tilde{R}_n\rangle = 0 \quad (3.28)$$

$$\langle \tilde{R}_{n'} | R_n \rangle = \delta_{nn'}.$$

Os modos complexos de partícula-buraco $|R_n\rangle$ têm energias complexas \hat{E}_n e a parte imaginária destas energias é interpretada como sendo a largura dos modos de

excitação. A largura aqui obtida corresponde à largura de escape de $1p-1b$, uma vez que o espaço que expande a componente $Q|v\rangle$ está restrito a configurações de $1p-1b$.

Os estados $|R_n\rangle$ e $|\tilde{R}_n\rangle$ são obtidos através dos operadores de excitação O_n^\dagger e \tilde{O}_n^\dagger , como

$$|R_n\rangle = O_n^\dagger |0\rangle \quad (3.29)$$

$$|\tilde{R}_n\rangle = \tilde{O}_n^\dagger |0\rangle \quad (3.30)$$

onde o estado fundamental é tal que $O_n |0\rangle = \tilde{O}_n |0\rangle = 0$ e os operadores O_n^\dagger , e seu conjugado, são definidos como:

$$O_n^\dagger = \sum_{pb} (X_{pb}^n a_p^\dagger a_b - Y_{pb}^n a_b^\dagger a_p) \quad (3.31)$$

$$\tilde{O}_n^\dagger = \sum_{pb} (X_{pb}^{n*} a_p^\dagger a_b - Y_{pb}^{n*} a_b^\dagger a_p), \quad (3.32)$$

onde a^\dagger e a são operadores de criação e aniquilação de fermions. A equação de movimento para os operadores excitação é escrita como

$$\begin{aligned} \langle 0 | [\tilde{O}_n, [\tilde{H}_{QQ}, O_{n'}^\dagger]] | 0 \rangle &= \hat{E}_n \langle 0 | \tilde{O}_n O_{n'}^\dagger | 0 \rangle \\ &= \delta_{nn'} \end{aligned} \quad (3.33)$$

e substituindo-se (3.31) e (3.32) em (3.33) obtemos a equação matricial:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ -B & -A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \hat{E} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

onde

$$A_{pbp'b'} = (\epsilon_{p'} - \epsilon_{b'}) \delta_{pp'} \delta_{bb'} + \langle 0 | [a_b^\dagger a_p, [V, a_p^\dagger a_{b'}]] | 0 \rangle$$

e

$$B_{pbp'b'} = -\langle 0 | [a_b^\dagger a_p, [V, a_b^\dagger a_{p'}]] | 0 \rangle$$

As soluções de (3.34), para um dado modo de excitação nuclear, com momento angular e paridade J^π ($\vec{J} = \vec{j}_p + \vec{j}_b$; $\pi = (-)^{l_p + l_b}$), expandido por N configurações de $1p-1b$, dependerão da diagonalização de uma matriz $2N \times 2N$.

Na aproximação de que a componente $Q|v\rangle$ é uma boa representação da excitação $|v\rangle$, a função intensidade, que reflete a resposta do núcleo a algum operador de multipolo elétrico, $O_\lambda = r^\lambda Y_\lambda$ ($O_{\lambda=0} = r^2$) pode ser escrita como

$$S(Q_\lambda; E) = \frac{1}{2\pi} \sum_n |\langle \tilde{R}_n | O_\lambda | 0 \rangle|^2 \frac{\Gamma_n^\uparrow}{(E - E_n)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_n^{\uparrow 2}} \quad (3.35)$$

com $\Gamma_n^\uparrow = 2\pi |\langle \tilde{R}_n | H_{PQ} | \chi_c^\uparrow \rangle|^2$, o que nos fornece como regra de soma ponderada em energia (EWSR), para a energia de excitação variando no intervalo entre 0 e E_M (MeV)

$$EWSR = \int_0^{E_M} E_n S(O_\lambda; E) dE \quad (3.36)$$

O elemento de matriz envolvendo $\langle \tilde{R}_n |$ na eq. (3.35) corresponde a uma amplitude de escape, relacionada com a parte imaginária de \hat{E}_n . Quando esse espalhamento é desprezível, a contribuição de $|R_n\rangle$ à função resposta tende à uma função δ na enrgia de excitação correspondente.

A hamiltoniana efetiva \tilde{H}_{QQ} é diagonalizada no subespaço de configurações $1p-1b$ com uma interação residual de Landau-Migdal [Ha 82]:

$$V_{pb}(r, r') = C_0 \{ f(r) + f'(r) \vec{\tau} \cdot \vec{\tau}' + \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}' [g(r) + g'(r) \vec{\tau} \cdot \vec{\tau}'] \} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (3.37)$$

Os parâmetros adimensionais f , f' , g e g' , representados por $\xi(r)$, dependem da densidade $\rho(r)$ como

$$\xi(r) = \xi^{ex} + (\xi^{in} - \xi^{ex}) \rho(r)$$

onde os superescritos *ex* e *in* referem-se a *externo* e *interno* respectivamente. A densidade $\rho(r)$ é dada por

$$\rho(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

onde R é o raio e a é a difusibilidade nuclear. C_0 é uma constante de ajuste com dimensões de $MeV \times fm^3$.

Este formalismo foi utilizado nos cálculos das larguras de escape de $1p-1b$ da ressonância gigante elétrica de quadrupolo no ^{90}Zr , que são comparados com cálculos estatísticos. Os resultados são apresentados na Seção 3.3.

3.2 Decaimento das ressonâncias gigantes

3.2.1 Decaimento estatístico e modelo híbrido

O cálculo do decaimento estatístico das ressonâncias gigantes (RG), conhecido como teoria de Hauser-Feshbach [HF 52], está baseado na hipótese de Bohr [Bo 36] para o núcleo composto (NC). Na hipótese de Bohr, o estado final de qualquer processo não elástico passa, necessariamente, pela formação de um sistema composto intermediário, i.e., passa pela formação de um NC. Além disso, a hipótese de Bohr estabelece que a forma de decaimento dos estados de NC, exceto pelas leis de conservação de energia, momento angular e paridade, não depende de como eles foram produzidos. Assim, a seção de choque para alimentar um determinado canal final, passando pela formação do NC, se fatora na seção de choque de formação do NC e nas razões de ramificação para o decaimento do NC nos diferentes canais abertos,

$$\overline{\sigma}(E_x, J^\pi) = \overline{\sigma}_{form} \frac{T_i}{\sum_j T_j} \quad (3.38)$$

onde $E_x = E_{NR} + B + \varepsilon_p$ é a energia de excitação do sistema composto que decai emitindo uma partícula com energia ε_p , deixando o núcleo residual, correspondente à partícula emitida, com energia E_{NR} . B é o limiar para a emissão da partícula. Os índices i e j referem-se tanto aos canais de spin quanto aos canais de partículas.

Os coeficientes de transmissão, T_j , proporcionais às probabilidades de decaimento para o canal final, são obtidos resolvendo-se uma equação de Schrödinger com

um potencial complexo $V + iW$, onde a absorção está representada pela parte imaginária desse potencial.

No modelo híbrido de Dias, Hussein e Adhikari [Di 86c], a emissão de uma partícula pode ocorrer tanto na RG, tratada como um “doorway”, quanto no NC e a seção de choque total é dada pela soma das contribuições destes dois processos;

$$\bar{\sigma}_i(E_x, J^\pi) = \sigma_i^D(E_x, J^\pi) + \sigma_i^C(E_x, J^\pi) \quad (3.39)$$

onde σ_i^D e σ_i^C são as seções de choque para os processos *semi-direto* (SD) e de NC respectivamente. Os coeficientes de transmissão são igualmente escritos como uma soma de duas componentes:

$$T_i = \tau_i^C + \mu \tau_i^D \quad (3.40)$$

onde τ_i^D é o coeficiente de transmissão para partículas emitidas pela RG e τ_i^C o coeficiente de transmissão para partículas emitidas pelo NC. O parâmetro de mistura, μ , definido como

$$\mu = \frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma} \quad \text{com} \quad \Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow \quad (3.41)$$

mede o grau de fragmentação da RG. A contribuição do sistema composto é normalizada a μ e, para garantir a unitariedade da seção de choque total, a contribuição dos processos semi-diretos a $1 - \mu = \frac{\Gamma^\uparrow}{\Gamma}$. Assim,

$$\sigma_i^D = \bar{\sigma}_{form} (1 - \mu) \frac{\tau_i^D}{\sum_j T_j^D} \quad (3.42)$$

onde $\tau_i^D = 2\pi\rho_D \Gamma_i^D$ (com $\Gamma^\uparrow = \sum_i \Gamma_i^D$) e ρ_D é a densidade de níveis de $1p-1b$. As razões de

ramificação ficam:

$$b_i = \frac{T_i}{\sum_j T_j} = (1-\mu) \frac{\tau_i^D}{\sum_i \tau_i^D} + \mu \frac{\tau_i^C + \mu \tau_i^D}{\sum_j (\tau_j^C + \mu \tau_j^D)} \quad (3.43)$$

O modelo híbrido pode ser generalizado, conforme Teruya e Dias [Te 94], para que seja levada em conta a existência de mais de um canal de partícula no processo de decaimento da RG. Essa generalização é feita associando-se um μ_k a cada um dos canais de partícula abertos. O parâmetro μ será, então, composto destes vários μ_k e as razões de ramificação, quando mais de um canal de partícula está presente, serão dadas por

$$b_i^k = (1-\mu) \frac{\tau_{iD}^k}{\sum_l \sum_j \tau_{jD}^l} + \mu \frac{\tau_{iC}^k + \mu \tau_{iD}^k}{\sum_l \sum_j (\tau_{jC}^l + \mu \tau_{jD}^l)} \quad (3.44)$$

onde k e l são índices para os canais de partícula (prótons, nêutrons, ...) permitidos. No modelo de Teruya e Dias é feita a hipótese da *independência entre os canais de partícula*. Com esta hipótese, a k -ésima razão de ramificação é escrita, aproximadamente, como

$$b_i^k \approx (1-\mu_k) P_k \frac{\tau_{i,k}^D}{\sum_i \tau_{i,k}^D} + \mu_k P_k \frac{\tau_{i,k}^C + \mu_k \tau_{i,k}^D}{\sum_j (\tau_{j,k}^C + \mu_k \tau_{j,k}^D)} \quad (3.45)$$

e o parâmetro de mistura μ_k , associado ao k -ésimo canal de partícula, como

$$\mu_k = 1 - \frac{1}{P_k} \frac{\Gamma_k^\uparrow}{\Gamma} \quad (3.46)$$

sendo P_k a probabilidade (obtida a partir de dados experimentais) para a emissão da k -ésima partícula e Γ_k^\uparrow está relacionada com $\tau_{i,k}^D$.

3.2.2 Reações de multi-estágios

Na teoria de Feshbach-Kermam-Koonin (FKK) [Fe 80] as reações são separadas em *reações diretas de multi-estágios* (MSDR) e *reações compostas de multi-estágios* (MSCR). O primeiro caso trata de reações com uma distribuição angular com um pico para frente, enquanto que o segundo trata de reações com uma distribuição angular simétrica em torno de 90° . A seção de choque total será a soma destes dois processos. O tratamento formal é feito considerando-se que a reação acontece através de um conjunto de estágios, onde cada um dos estágios envolve uma classe de excitações com uma certa complexidade (Fig. 3.1). As excitações do n -ésimo estágio são mais complexas que as excitações do estágio $(n - 1)$ e menos complexas que as do estágio $(n + 1)$. Tanto os processos de multi-estágios diretos quanto os processos de multi-estágios compostos, envolvem estes estágios de complexidade crescente. No primeiro caso teremos pelo menos uma partícula no contínuo, em cada um dos estágios, enquanto que no segundo caso, todas as partículas estarão ligadas em todos os estágios.

A hipótese fundamental no formalismo de FKK é a da existência de uma partição encadeada dos espaços \mathcal{P} e \mathcal{Q} , conhecida como *hipótese de encadeamento*. Uma partição

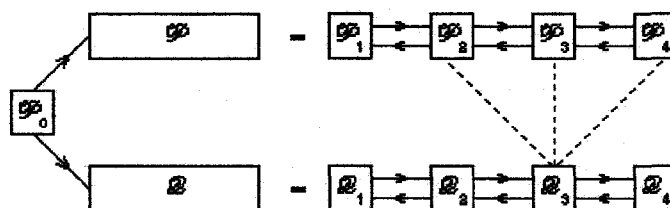


Fig. 3.1 - As cadeias \mathcal{P} e \mathcal{Q} numa reação nuclear [Fe 80].

encadeada de \mathcal{Q} consiste de um conjunto de subespaços \mathcal{Q}_n com operadores de projeção Q_n tais que

$$\sum_n \mathcal{Q}_n = \mathcal{Q} ; \quad \sum_n Q_n = Q ; \quad Q_n Q_m = \delta_{nm} \quad (3.47)$$

e

$$h_{nm} = Q_n h_{QQ} Q_m = 0 \quad \text{se} \quad |n-m| \geq 2 \quad (3.48)$$

A eq.(3.47) define a partição enquanto (3.48) é a condição de encadeamento que implica num ordenamento do subespaço com relação a um aumento na complexidade. Desta forma, o subespaço \mathcal{Q}_n estará conectado, pelo operador h_{QQ} , apenas aos seus vizinhos na cadeia, sendo um deles mais complexo que \mathcal{Q}_n e outro menos.

Um exemplo de encadeamento pode ser construído, tomando-se como interação de dois corpos a interação residual da hamiltoniana nuclear do modelo de camadas, eq.(2.19). Explicitamente,

$$V = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta a_\gamma \quad (3.49)$$

O espaço \mathcal{P}_0 é formado por estados onde o núcleo está no estado fundamental e qualquer um deles serve como canal de entrada. Um estado que descreve um núcleon incidindo sobre o alvo seria $\psi_\tau = a_\tau^\dagger \psi_g$, onde ψ_g é o estado fundamental do núcleo alvo que satisfaz

$$(T + V) \psi_g = 0$$

e T é o operador de energia cinética. Quando V atua sobre ψ_τ ele gera uma combinação linear de vetores de estados em \mathcal{P}_0 , \mathcal{P}_1 e \mathcal{Q}_1

$$V \psi_\tau = [V, a_\tau^\dagger] \psi_g - a_\tau^\dagger T \psi_g$$

Os estados de \mathcal{P}_1 e \mathcal{Q}_1 são do tipo $(2p-1b)$. Os estados que vêm do primeiro termo $[V, a_\tau^\dagger]$ são combinações lineares do tipo

$$V_{\alpha\beta\delta\tau} a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta \psi_\tau. \quad (3.50)$$

A restrição para \mathcal{Q}_1 está na imposição de que todos os estados de partícula em (3.50) sejam estados ligados. O espaço \mathcal{Q}_1 é referido como espaço de “doorway” [Bl 63, Fe 67] e os estados em \mathcal{Q}_1 como estados de “doorway”. A natureza do “doorway” é determinada a partir da estrutura de $V \psi_\tau$. O próximo estado mais complexo, \mathcal{Q}_2 , é obtido quando V atua sobre os estados (3.50), gerando estados de $3p-2b$ que definem \mathcal{Q}_2 . Continuando o processo, o espaço \mathcal{Q} é particionado num conjunto \mathcal{Q}_n de subespaços, mutuamente ortogonais, com $(n+1)$ partículas ligadas e n buracos. O elemento de matriz $Q_n V Q_m$ se anula a menos que $n = m$, $m \pm 1$, o que concorda com a hipótese de encadeamento. Analogamente, o espaço \mathcal{P} pode ser particionado de forma que \mathcal{P}_n contenha $(2n+1)p-nb$ onde pelo menos uma partícula está no contínuo.

A seção de choque para uma dada reação é escrita como a soma de r (r é o último estágio da cadeia) seções de choque parciais, cada uma delas associada a um dos subespaços \mathcal{Q}_n da cadeia:

$$\sigma_{fi} = \frac{4\pi^3}{k^2} \sum_{n=1}^r \frac{\Gamma_n^{(f)}}{\Gamma_n} \left[\prod_{k=1}^{n-1} \frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right] \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_1^{(i)}}{D_1} \quad (3.51)$$

onde^(*) cada seção de choque parcial contém um fator $2\pi\Gamma_1^\downarrow/D_1$ que corresponde à

(*) O produto entre colchetes para $n = 1$ é definido como sendo igual a 1.

probabilidade de formação do primeiro estágio do sistema composto (doorway), para uma dada configuração do canal de entrada. Em seguida aparece um produto de fatores de depleção, na forma $\Gamma_k^\downarrow / \Gamma_k$, expressando a propagação através dos subespaços anteriores a \mathcal{Q}_n . Finalmente, em cada seção de choque parcial aparece o fator $\Gamma_n^{(f)} / \Gamma_n$ indicando o escape do subespaço \mathcal{Q}_n para o canal final f .

3.2.3 Decaimento de pré-equilíbrio

A teoria de FKK pode ser modificada de forma que os efeitos nucleares coletivos, ressonâncias gigantes, sejam incluídos no esquema de emissão de multi-estágio composta (MSCE) [Bo 91]. Como anteriormente, o espaço de Hilbert é dividido em canais abertos e fechados contidos nos subespaços \mathcal{P} e \mathcal{Q} , respectivamente. Os “doorways” coletivos, como as RG, são levados em conta quando incluídos em um dos dois subespaços. Uma vez que as RG têm vida média relativamente curta, com largura característica de alguns MeV, é mais adequado que elas sejam incluídas no subespaço \mathcal{P} e sejam tratadas efetivamente como um “canal aberto”. Assim, escrevemos:

$$\mathcal{P} = \sum_i \mathcal{P}_i + \mathcal{D} \equiv \mathcal{P}' + \mathcal{D}, \quad \mathcal{Q} = \sum_j \mathcal{Q}_j \quad (3.52)$$

onde i refere-se aos processos de multi-estágios diretos (MSDR) e j aos processos de multi-estágios compostos (MSCR).

Conforme desenvolvido por Hussein and MacVoy [Hu 79] e Friedman, Hussein, MacVoy and Mello [Fr 81], a seção de choque para uma reação não-direta, indo do canal c

para o canal c' será dada pela soma das probabilidades individuais de todos os processos que começam em c e terminam em c' , passando por uma sucessão de classes do sistema composto, onde a RG é tratada como sendo o canal de entrada c e c' qualquer canal aberto final. Como mostrado na Fig. 3.2, a RG, considerada como um canal semi-direto, alimenta o fluxo para o subespaço de excitações de $2p - 2b$ que, por sua vez, está acoplado aos canais de saída, através dos coeficientes de transmissão $\tau_{1,c'}$, e ao subespaço de excitações de $3p - 3b$. O subespaço de $3p - 3b$ está acoplado aos canais de saída, através dos coeficientes de transmissão $\tau_{2,c'}$, e ao subespaço seguinte de excitações mais complicadas, e assim por diante.

Os estágios da evolução são arranjados em classes de excitações sucessivas, com largura média decrescente Γ_n , e estão ordenados de acordo com seus tempos de vida ($\Delta t_n = \frac{\hbar}{\Gamma_n}$ com $n = 1$ para a RG e $n = r$ para o NC) onde o parâmetro de mistura entre dois estágios sucessivos é, agora, definido como:

$$\mu_{nm} = \frac{\Gamma_{nm}^{\downarrow}}{\Gamma_n}, \quad (3.53)$$

onde

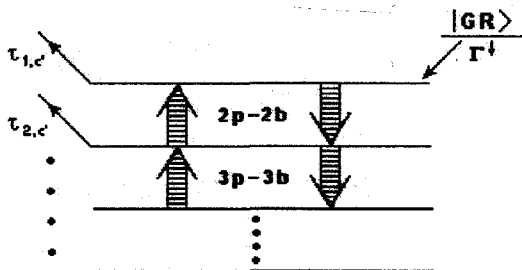


Fig. 3.2 Esquema de acoplamento da reação. [Bo 91]

$$\Gamma_{nm}^{\downarrow} = \frac{2\pi[|\langle n|V|m\rangle|^2]}{D_m} \quad (3.54)$$

é a propagação “para baixo” entre dois estágios. V é uma interação efetiva de dois corpos que acopla duas classes sucessivas (hipótese de encadeamento de FKK) e D_m é o espaçamento entre os níveis. A largura total do n -ésimo estágio, Γ_n , é dada por

$$\Gamma_n = \Gamma_n^{\uparrow} + \sum_{m=n+1}^r \Gamma_{nm}^{\downarrow} \quad (3.55)$$

onde Γ_n^{\uparrow} é a largura de escape.

Introduzimos aqui um conjunto de coeficientes de transmissão generalizados,

$T_{n,c'}$, definidos como

$$T_{n,c'} = \tau_{n,c'} + \sum_{m=1}^{n-1} \mu_{mn} T_{m,c'} \quad (3.56)$$

onde $\tau_{n,c'}$ descreve o acoplamento direto do subespaço de $np-nb$ com o contínuo (canal de saída c'). O segundo termo, $\sum_m \mu_{m,n} T_{m,c'}$ descreve o acoplamento indireto de c' e o estágio n através dos estágios $(n-1)p - (n-1)b$, $(n-2)p - (n-2)b$, ..., (RG).

A seção de choque de Hauser-Feshbach generalizada, que descreve a transição da RG para o canal final c' é escrita como

$$\sigma_{RG,c'} = \frac{\sum_n (1 - \mu_{n\downarrow}) T_{n,RG} T_{n,c'}}{\sum_{c''} T_{n,c''}} \quad (3.57)$$

onde $\mu_{n\downarrow} = \sum_{m(>n)} \mu_{n,m}$ e o fator $(1 - \mu_{n\downarrow})$ indica o quanto do fluxo que chega no subespaço $np-nb$ sobrevive ao vazamento para o estágio seguinte.

Quando são considerados apenas os decaimentos semi-direto e de núcleo composto, o parâmetro μ_{nm} corresponde ao parâmetro de mistura, μ , de Dias et al [Di 86c] que dá o acoplamento entre a RG e o NC. O coeficiente de transmissão generalizado de (3.56), que inclui tanto o decaimento semi-direto da RG quanto o decaimento de NC, é escrito como:

$$T_{c'} = \tau_{c'}^{NC} + \mu \tau_{c'}^{SD} \quad (3.58)$$

Se estamos ignorando todos os estados intermediários entre a RG e o NC, então o fator $(1-\mu_{n\downarrow})$ não estará presente e assim a contribuição de núcleo composto para a seção de choque no processo $c \rightarrow c'$ é dada por

$$\bar{\sigma}_{cc'}^{NC} = \mu \tau_c^{SD} \frac{\tau_{c'}^{NC} + \mu \tau_{c'}^{SD}}{\sum_{c''} (\tau_{c''}^{NC} + \mu \tau_{c''}^{SD})} \quad (3.59)$$

onde o rótulo *SD* (semi-direto) refere-se à RG, cuja contribuição para a seção de choque é

$$\bar{\sigma}_{cc'}^{RG} = (1-\mu) \tau_c^{SD} \frac{\tau_{c'}^{SD}}{\sum_{c''} \tau_{c''}^{SD}} \quad (3.60)$$

Desta forma, a seção de choque, mediada em energia, para uma reação que vai de um canal de entrada c para um canal aberto final c' , quando apenas dois estágios (RG e NC) são considerados, é dada por

$$\bar{\sigma}_{cc'} = (1-\mu) \tau_c^{SD} \frac{\tau_{c'}^{SD}}{\sum_{c''} \tau_{c''}^{SD}} + \mu \tau_c^{SD} \frac{\tau_{c'}^{NC} + \mu \tau_{c'}^{SD}}{\sum_{c''} \tau_{c''}^{NC} + \mu \tau_{c''}^{SD}} \quad (3.61)$$

onde o fator $(1-\mu)$ fornece a parte de escape da RG para o contínuo, enquanto μ fornece a

propagação da RG em direção ao NC. O termo $\mu \tau_c^{SD}$ na segunda parcela de (3.61) corresponde a uma retroalimentação do canal c' , através do retorno do NC ao estágio de RG. O índice c'' no denominador varre todos os diferentes canais de partículas envolvidos no processo de decaimento. Com a hipótese da independência dos canais de partícula [Te 94], a seção de choque assume a mesma forma que na eq.(3.45) se restringirmos o índice de soma c'' a um único tipo de partícula e multiplicarmos o lado direito da eq.(3.61) por um fator que leva em conta a probabilidade de emissão de cada tipo de partícula.

A generalização da eq.(3.61), para incluir um estágio de pré-equilíbrio entre a RG e o NC, especificamente $2p-2b$, é feita subdividindo-se o subespaço \mathcal{Q} de forma a conter a emissão de pré-equilíbrio, descrita pelo projetor Q_P , além da componente estatística (NC) de Hauser-Feshbach descrita por Q_C .

Com a hipótese de encadeamento de FKK, o acoplamento entre estágios não sucessivos pode ser ignorado e, numa boa aproximação, podemos desprezar também a retroalimentação do canal c' (retorno do NC à RG). Desta forma, a seção de choque média assume a forma simples de [Bo 91]:

$$\bar{\sigma}_{cc'} \cong \tau_c^{SD} \left[(1 - \mu_{SP}) \frac{\tau_{c'}^{SD}}{\sum_{c''} \tau_{c''}^{SD}} + \mu_{SP} (1 - \mu_{PC}) \frac{\tau_{c'}^{PE}}{\sum_{c''} \tau_{c''}^{PE}} + \mu_{SP} \mu_{PC} \frac{\tau_{c'}^{NC}}{\sum_{c''} \tau_{c''}^{NC}} \right] \quad (3.62)$$

onde

$$\mu_{SP} = \frac{\Gamma_{S \rightarrow P}^{\downarrow}}{\Gamma_{SD}} \quad e \quad \mu_{PC} = \frac{\Gamma_{P \rightarrow C}^{\downarrow}}{\Gamma_{PE}}$$

são os parâmetros de mistura que acoplam a RG ao pré-equilíbrio e o pré-equilíbrio ao NC, respectivamente, e as larguras Γ_{SD} e Γ_{PE} são aquelas definidas em (3.54). Os fatores $(1 - \mu_{SP})$, $\mu_{SP}(1 - \mu_{PC})$ e $\mu_{SP}\mu_{PC}$ fornecem as ramificações de decaimento semi-direto, de pré-equilíbrio e estatístico, respectivamente, sendo a propagação para estágios sucessivos medida por seus respectivos parâmetros de mistura.

3.3 Ressonância gigante elétrica de monopolo ^{90}Zr

A ressonância gigante elétrica de monopolo (RGE0) no ^{90}Zr tem o centróide em uma energia de excitação de 16,1 MeV com uma largura total $\Gamma = 3,1$ MeV. Os canais de emissão de partículas, possíveis nessa energia, são os canais com emissão de prótons, nêutrons e alfas. Embora a emissão de alfas seja compatível com a energia da reação, os canais relevantes são os de emissão de prótons e de nêutrons, com probabilidades $P_\pi = 0,1$ e $P_\nu = 0,88$ respectivamente [Bo 89].

O canal de prótons abre a uma energia $E_x = 8,36$ MeV, 'populando' o núcleo residual, ^{89}Y , a uma energia de excitação $\sim 7,8$ MeV. A densidade de níveis do ^{89}Y utilizada nos cálculos — baseados na relação (3.45) — é constituída de duas partes: no intervalo de 0 a 3 MeV foram utilizados os níveis de energia e spins medidos experimentalmente [Si 89] e acima de 3 MeV foram usados os níveis de energia previstos no modelo partícula-vibrador com o acoplamento de um próton ao caroço ^{88}Sr . A Tabela-3.1 mostra a distribuição de níveis para o ^{89}Y prevista por esse modelo. O cálculo do espectro de prótons, mostrado na

Fig. 3.3, que fornece $\mu_\pi \approx 1$, é compatível com um decaimento estatístico correspondendo a um decaimento semi-direto (escape) nulo para esse canal. A normalização do espectro calculado em relação ao espectro medido — com resolução de 400 Kev — [Bo 89] foi feita sobre o número total de prótons no intervalo de energia $0 \leq E_x(^{89}\text{Y}) \leq 4,5$ MeV.

O decaimento através do canal de nêutrons, com limiar em 11,98 MeV, 'popula' níveis do núcleo residual, ^{89}Zr , até uma energia da ordem de 4,5 MeV. Nesse caso, foram utilizados níveis de energia e spins experimentais [Bo 89] até 2,1 MeV e acima dessa energia, foram utilizados níveis calculados, listados na Tabela-3.2, com o acoplamento de dois prótons e um buraco de nêutron ao ^{88}Sr .

O espectro de nêutrons (Fig. 3.4) calculado foi normalizado em relação ao número total de nêutrons no intervalo $0 \leq E_x(^{89}\text{Zr}) \leq 4,2$ MeV, com uma resolução, variando com a energia, de 250 a 500 Kev e com uma curva de eficiência retirada de [Bo 89]. A Figura-3.4, mostra a comparação dos nossos resultados com as medidas

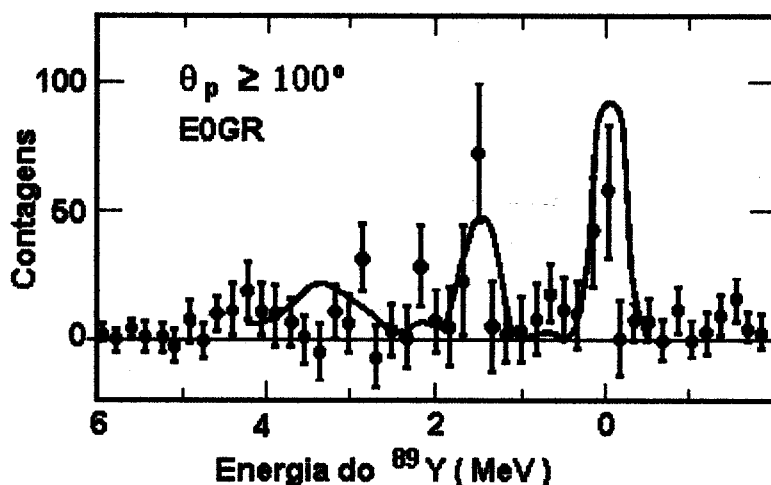


Fig. 3.3 Espectro de prótons (linha contínua) calculado através da eq.(3.45) comparado com o espectro experimental.

experimentais de Borgholds et al [Bo 89]. Observa-se que ~16% dos nêutrons emitidos 'populam' os estados de buracos de energias mais baixa do ^{89}Zr via contribuição semi-direta. Isso corresponde a um parâmetro de mistura $\mu_\nu = 0.85$ com uma largura de escape de 410 Kev distribuída entre os níveis $\frac{9}{2}^+$, $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$ do ^{89}Zr (Tabela 3.3). Os cálculos foram feitos com parâmetros de potencial óptico extraídos de [Ra 79].

Através de um cálculo puramente estatístico [Bo 89], é possível mostrar que o decaimento por prótons é basicamente estatístico enquanto que o decaimento por nêutrons apresenta uma contribuição semi-direta de ~5%, 'populando' o estado fundamental ($\frac{9}{2}^+$) do ^{89}Zr correspondendo a uma largura de escape de ~150 Kev. Esses resultados e os nossos estão de acordo no que diz respeito ao espectro de prótons e à largura de escape de

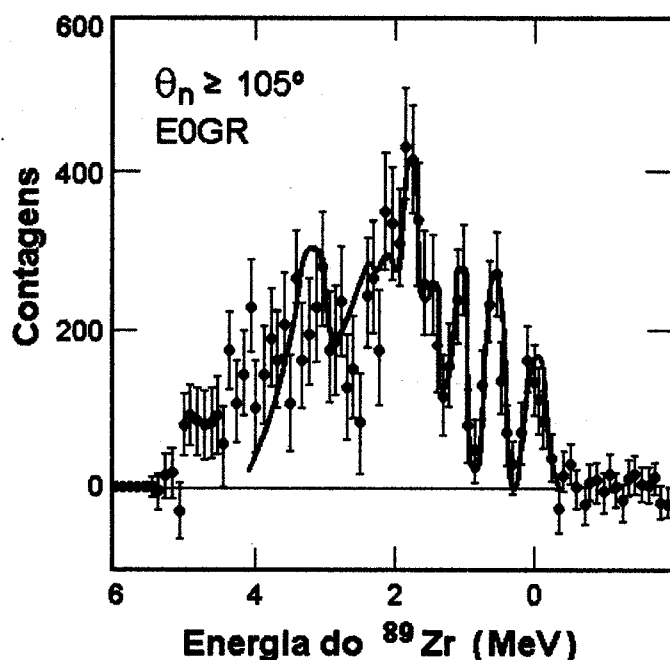


Fig. 3.4 Espectro de nêutrons (linha contínua) calculado através da eq.(3.45) comparado com o espectro experimental.

nêutrons para o estado fundamental do ^{89}Zr . Entretanto, nossa análise mostra uma contribuição semi-direta no canal de nêutrons, 'populando' os níveis $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$ do ^{89}Zr não prevista em [Bo 89] (Tabela 3.3). Uma das razões para essa divergência vem da diferença entre as densidades de níveis utilizadas para o ^{89}Zr , uma vez que para descrevermos o ^{89}Zr acima de 2,1 MeV nós usamos o modelo partícula-vibrador, enquanto que em [Bo 89] foi empregada uma densidade de níveis contínua de um gás de Fermi. A validade dos resultados dependerá de quanto está bem descrita a densidade de níveis. Particularmente nesse caso, as energias de excitação do núcleo residual não são altas o bastante a ponto de permitir que a densidade de níveis seja bem representada por uma densidade contínua de níveis. Os resultados obtidos para o decaimento da E0GR no ^{89}Zr empregando-se a relação (3.45), concordam com os cálculos de RPA no contínuo mediante com os métodos de 'discretização' do contínuo apresentado na Seção 3.2.2. Os cálculos de RPA, para prótons e nêutrons, foram realizados com um potencial de Woods-Saxon e uma interação residual de Landau-Midgal com a parametrização apresentada na Tabela 3.4. O cálculo microscópico prevê um centróide para a E0GR em 15,84 MeV, com uma largura de escape de 520 keV, esgotando por volta de 50% da EWSR clássica no intervalo de 0 a 30 MeV. A largura de escape Γ^\uparrow , composta de $\Gamma_\pi^\uparrow = 20$ keV e $\Gamma_\nu^\uparrow = 500$ keV, concorda com a largura de escape obtida através da equação (3.45). Entretanto, os cálculos mostram um pequeno desvio, em relação a largura parcial de nêutrons, para os buracos de nêutrons $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$, como mostrado na Tabela 3.2.

Tabela 3.1

Números de níveis experimentais (Exp) comparados com os números de níveis calculados (Teor) para o ^{89}Y . Acima de 2,0 MeV, apenas o total dos níveis medidos é apresentado, pois não dispomos da distribuição de spins.

Spin ΔE (Mev)	1/2		3/2		5/2		7/2		$\geq 9/2$		Total	
	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.
0 – 1	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	2	2
1 – 2	0	0	1	1	1	1	0	0	0	0	2	2
2 – 3	0	0	0	1	2	1	2	2	3	3	7	7
3 – 4	4	–	5	–	4	–	3	–	7	–	23	21
4 – 5	2	–	4	–	5	–	6	–	34	–	51	48

Tabela 3.2

Números de níveis experimentais (Exp) comparados com os níveis calculados (Teor.) para o ^{89}Zr . Acima de 2,0 Mev, apenas o número total dos níveis medidos é apresentado, pois não dispomos da distribuição de spins.

Spin ΔE (Mev)	1/2		3/2		5/2		7/2		$\geq 9/2$		Total	
	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.	Teor.	Exp.
0 – 1	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	2	2
1 – 2	0	0	1	3	2	3	1	1	3	1	7	8
2 – 3	3	–	3	–	4	–	5	–	23	–	38	28
3 – 4	4	–	9	–	10	–	12	–	31	–	66	23
4 – 5	8	–	17	–	24	–	27	–	126	–	202	11

Tabela 3.3

Comparação entre os espectros calculados com base na eq. (3.45), no método de [Pi 97] para RPA no contínuo e nos cálculos estatísticos de [Bo 89].

		Eq. (3.45)		RPA	[Bo 89]
k	i	E_{xi} (MeV)	Γ_{kj}^{\uparrow} (MeV)	Γ_{kj}^{\uparrow} (MeV)	Γ_{kj}^{\uparrow} (MeV)
	$\frac{9}{2}^{+}$	0,0	0,130	0,170	0,150
	$\frac{1}{2}^{-}$	0,59	0,095	0,0	0,0
	$\frac{3}{2}^{-}$	1,09	0,085	0,0	0,0
	$\frac{5}{2}^{-}$	1,45	0,100	0,330	0,0
ν		Γ_{ν}^{\uparrow} (MeV)	0,410	0,500	0,150
		μ_{ν}	0,85	—	—
π		Γ_{π}^{\uparrow} (MeV)	0,0	0,020	0,0
		μ_{π}	1,0	—	—
$\nu + \pi$		Γ^{\uparrow}	0,410	0,520	0,150
		μ	0,848	—	—

Tabela 3.4

Parâmetros da interação residual de Landau-Midgal e do potencial de Woods-Saxon para o cálculo de RPA contínua.

Interação de Landau-Midgal					Potencial de Woods-Saxon				
C_0 (MeV fm ³)	f_{oin}	f_{oex}	f_{oin}	f_{oex}	Partícula	V_0 (MeV)	$V_{1\sigma}$ (MeV fm)	R_{ws} (fm)	a_{ws} (fm)
300	-0,3	-2,45	0,60	1,50	π	55,3	25,5	5,69	0,70
			R (fm)	a (fm)	ν	48,7	25,5	5,69	0,70
			0,55	0,70					

3.4 Ressonância gigante elétrica de quadrupolo no ^{40}Ca

Apresentamos nesta seção uma análise do espectro de prótons do decaimento da ressonância gigante elétrica de quadrupolo (REG2) do ^{40}Ca calculado a partir da Eq.(3.62).

O espectro experimental do decaimento da RGE2 foi obtido por Blumenfeld et al. [Bl 92] [Sc 93] numa reação $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ a 50 MeV/nucleon. A RGE2 no ^{40}Ca tem dois picos, centrados em 14,5 MeV e 17,5 MeV com larguras de 2 e 3 MeV, respectivamente, com um limiar para decaimento de prótons da ordem de 8,3 MeV. O espectro calculado teoricamente foi comparado com aquele medido por Blumenfeld et al. no decaimento por prótons da RGE2 no ^{40}Ca , no intervalo de energia de 16 – 22 MeV que corresponde a um intervalo de energia de excitação do núcleo residual, ^{39}K , de 0 – 13,7 MeV. Para este intervalo de energia, bastante largo, utilizamos uma densidade de níveis discreta [En 90] até uma energia de corte de 5,8 MeV e, acima dessa energia, uma densidade de níveis contínua do tipo gás de Fermi “back-shifted”, com um parâmetro de corte de spin, dada por [Di 73]:

$$\rho(E, J) = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{(2J+1)}{\sigma^3 a^{\frac{1}{4}}} \frac{\exp\left\{2[a(E-\Delta)]^{\frac{1}{2}} - J(J+1)/2\sigma^2\right\}}{(E-\Delta+t)^{\frac{5}{4}}}$$

onde a temperatura, t , é definida por $E - \Delta = at^2 - t$ e o parâmetro de corte é dado por:

$$\sigma^2 = \frac{I_{\text{efet}} t}{\hbar^2} \cong 0,015 \frac{I_{\text{efet}}}{I_{\text{rig}}} A^{\frac{5}{3}} t.$$

a e Δ são parâmetros de ajuste, enquanto I_{rig} e I_{efet} referem-se aos momentos de inércia rígido e efetivo, respectivamente. Os parâmetros utilizados nestas relações foram extraídos de Vonach–Hille [Vo 69].

A Fig (3.5) mostra a contribuição puramente estatística onde apenas o terceiro termo da eq.(3.62) está presente ($\mu_{sp} = \mu_{pc} = 1$), ou seja, neste cálculo assumimos que não estão presentes nem a componente semi-direta nem a componente de pré-equilíbrio e levamos em conta apenas a evaporação do núcleo. Cada linha de prótons está representada por uma gaussiana, com largura baseada na resolução experimental. A normalização em relação aos dados experimentais foi feita assumindo-se que acima de 4,8 MeV o decaimento é puramente estatístico, muito mais provável nesta região. Ainda na Fig (3.5), observamos que o cálculo subestima o número total de prótons em ~16% o que nos leva a concluir que outros mecanismos de reação devem ser incluídos para explicar o espectro medido, tendo em vista a população dos estados de buraco-único $\frac{3}{2}^+$ (estado fundamental) e $\frac{1}{2}^+$ (primeiro estado excitado) e outros estados que não são de buraco-único puro [Ni 68, Lo 68, Ma 72, Ke 73, Di 94] na região de 3,6 MeV.

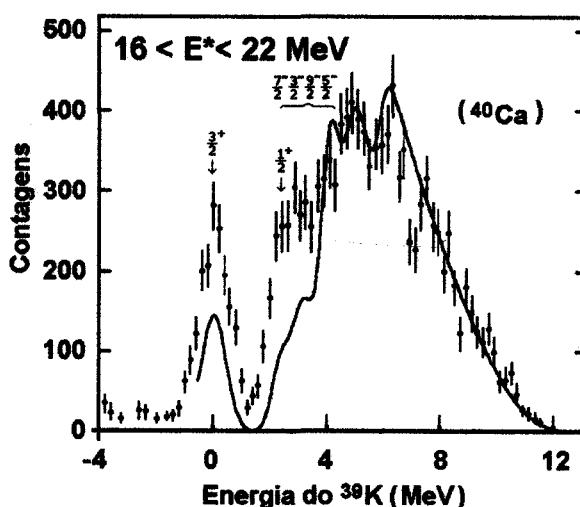
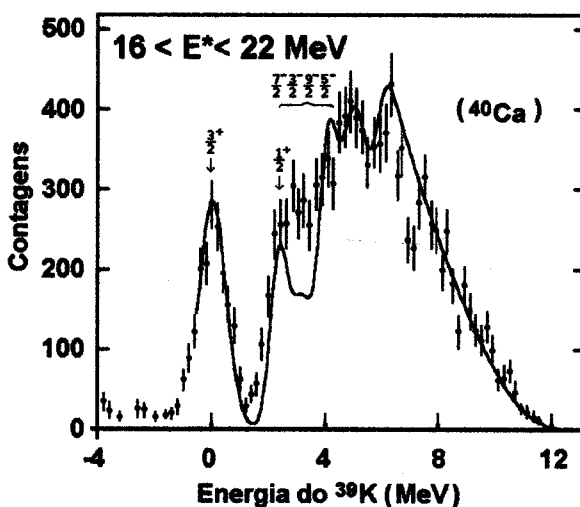


Fig. 3.5 Cálculo teórico da contribuição estatística no decaimento da RGE2 no ^{40}Ca (curva sólida) comparada com os resultados experimentais.

No cálculo apresentado na Fig (3.6), o termo de decaimento semi-direto é adicionado ao termo de decaimento estatístico; $\mu_{pc} = 1$ na eq.(3.62). Observamos que as populações do estado fundamental e o primeiro estado excitado aumentam com a inclusão do efeito de escape associado aos modos de excitação de $1p-1b$ na RG. Este modelo de decaimento é equivalente a uma análise anterior [Di 86c, Te 97] onde as contribuições semi-direta e estatística são consideradas para explicar os mecanismos de decaimento da RG. A contribuição semi-direta representa 11%, aproximadamente, (7% para o estado fundamental e 4% para o primeiro estado excitado) do número total de prótons.

Salientamos que a análise é baseada na hipótese da independência do canal *tipo-de-partícula-emitida* [Te 94]. A necessidade da inclusão do termo de *pré-equilíbrio* na análise é clara de acordo com a Fig (3.6), já que os únicos estados coletivos ajustados pelo termo *semi-direto* são os de buraco puro no núcleo residual.



Finalmente, a Fig (3.7) mostra o cálculo completo da eq.(3.62), com a adição do de uma contribuição de *pré-equilíbrio* à análise anterior. Observa-se que a contribuição de *pré-equilíbrio* é fundamental para que se obtenha uma boa concordância com os dados experimentais e que apenas esta contribuição pode “levantar” o vale, existente na região de 3,6 MeV da Fig (3.6), de forma a preservar o número total de prótons em todo o intervalo de energia. Esta componente, associada à população de estados coletivos, evidencia a evolução de estados de $1p-1b$ para modos de excitação mais complicados (e.g. $2p-2b$) que decaem antes que o estado de equilíbrio (NC) seja alcançado. Não nos foi possível uma separação dos estados coletivos envolvidos no decaimento de *pré-equilíbrio*, uma vez que estes estados estão muito próximos, e, por isso, pudemos apenas avaliar a soma dessas contribuições que corresponde a $\sim 5\%$ do número total de prótons.

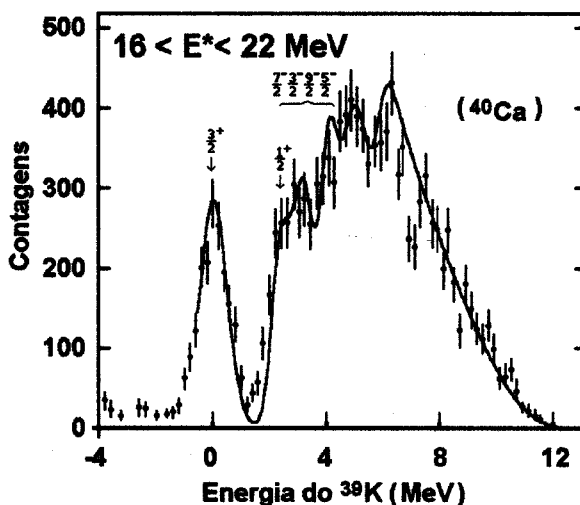


Fig. 3.7 Todos os termos da Eq.(3.62) são incluídos. A curva mostra um bom acordo com o espectro experimental, caracterizando a necessidade da inclusão da contribuição de estágios de *pré-equilíbrio*.

3.5 Larguras de “damping”

Nos cálculos da largura de “damping”, utilizamos o formalismo de reações compostas de multi-estágios desenvolvido por Feshbach, Kerman e Koonin [Fe 80], generalizado por Oblozinský [Ob 86]. Nessas aproximações assume-se uma fatoração na dependência em energia e momento angular da densidade de estados, e assim, a largura de “damping”, como definida em (3.54), associada ao n -ésimo estágio da reação, pode ser escrita na forma fatorada abaixo [Fe 80, Bo 91]:

$$\langle \Gamma_{nJ}^{\downarrow}(E) \rangle = X_{nJ}^{\downarrow n+2} Y_n^{\downarrow n+2}(E) \quad (3.63)$$

onde E é a energia de excitação do sistema composto e as funções X e Y são descritas abaixo.

Função X

A função X que contém o acoplamento de momento angular, a distribuição de spins dos níveis de partícula-única e a parte radial do elemento de matriz de transição do estado n para o estado $n + 2$ é escrita como:

$$X_{nJ}^{\downarrow n+2} = 2\pi \sum_{jQj_3j_4} (2j+1)(2j_3+1) \frac{R_{n-1}(j_4)R_1(Q)R_1(j)}{R_n(J)} \begin{pmatrix} j & Q & j_3 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.64)$$

$$\times F(j_3) I^2(j, j_1, j_2, Q) \Delta(j_4, Q, j)$$

onde $n = p + h$, sendo p o número de partículas e h o número de buracos. O esquema de acoplamento de momento angular para o processo de “damping” é mostrado na Fig. 3.8. Descrevemos abaixo cada um dos fatores de (3.64).

A função de distribuição de spin, $R_n(j)$, é descrita por uma gaussiana com um

parâmetro de corte de spin σ como:

$$R_n(j) = \frac{(2j+1)}{\pi^{\frac{1}{2}} n^{\frac{3}{2}} \sigma^3} \exp \left[-\frac{(j+\frac{1}{2})^2}{n\sigma^2} \right] \quad (3.65)$$

A densidade de momento angular, $F(j_3)$, de pares de estado é dada por

$$F(j_3) = \sum_{j_1 j_2} (2j_1+1)(2j_2+1) R_1(j_1) R_1(j_2) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 \quad (3.66)$$

e a parte radial do elemento de matriz, $I(j_1, j_2, j, Q)$, por

$$I(j_1, j_2, j, Q) = \left(\frac{4}{3} \pi r_o^3 \right) V_o \frac{1}{4\pi} \int_{r=0}^{\infty} R_1(r) R_2(r) R(r) R_3(r) \frac{dr}{r^2} \quad (3.67)$$

onde os $R_i(r)$ correspondem às partes radiais das funções de onda de oscilador harmônico para estados ligados. A função $\Delta(j_4, Q, j)$ garante que as regras de seleção para acoplamento de momento angular sejam satisfeitas, i.e., $\Delta(j_4, Q, j) = 1$ se $|j_4 - Q| \leq j \leq |j_4 + Q|$ e zero caso contrário, mais conservação da paridade.

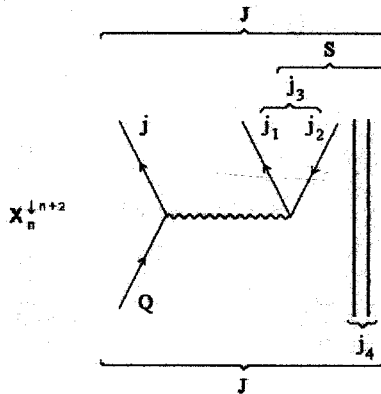


Fig. 3.8 Esquema de acoplamento de momento angular

Função Y

A função Y fornece o espaço de fase acessível para a transição e é calculada considerando-se as densidades de estados das configurações inicial e final de partícula-buraco. A Fig 3.9 mostra, esquematicamente, os dois processos que contribuem para a largura de “damping”. Eles representam o espalhamento de uma *partícula* (a) e um *buraco* (b) com um nucleon ligado, excitando um par *partícula-buraco*.

A densidade de estados, total, para “damping” será a soma dos dois processos;

$$Y_n^{\downarrow n+2} = {}_a Y_n^{\downarrow n+2} + {}_b Y_n^{\downarrow n+2} \quad (3.68)$$

onde a contribuição do processo de espalhamento de um buraco, conforme Oblozinsky [Ob 86], é

$$\begin{aligned} {}_b Y_n^{\downarrow n+2} = & \frac{1}{2} \frac{g^4}{\omega(p, h, E)} \\ & \times \left[\frac{\omega(p, h-1, E^{N+1}) - \omega(p, h-1, (E-B)^{N+1})}{(N-1)N(N+1)} \right. \\ & + \frac{B\omega(p, h-1, (E-F)^N)}{N} \\ & \left. + \frac{\omega(p, h-1, E^2(E-F)^{N-1}) - \omega(p, h-1, (E-B)^2(E-F)^{N-1})}{2(N-1)} \right] \end{aligned} \quad (3.69)$$

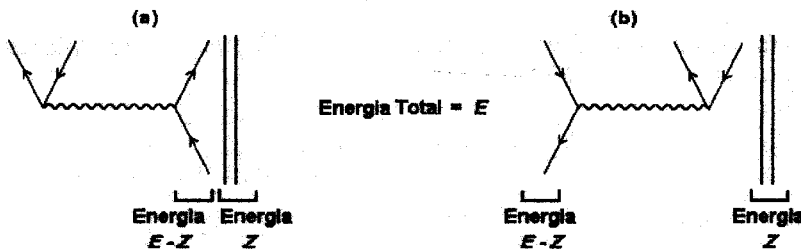


Fig 3.9 Os dois processos de “damping”, correspondendo a uma partícula ou a um buraco interagindo com um nucleon ligado, excitando um par adicional *partícula-buraco*. A energia da partícula (ou buraco) é $E - Z$.

e para o espalhamento de uma partícula,

$$\begin{aligned}
 aY_n^{\downarrow n+2} &= \frac{1}{2} \frac{g^4}{\omega(p, h, E)} \\
 &\times \left[\frac{\omega(p-1, h, E^{N+1}) - \omega(p-1, h, (E-B)^{N+1})}{(N-1)N(N+1)} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{B\omega(p-1, h, (E-B)^N)}{(N-1)N} - \frac{B^2\omega(p-1, h, (E-B)^{N-1})}{2(N-1)} \right]
 \end{aligned} \quad (3.70)$$

onde $N = p + b$, B é a energia de ligação, F a energia de Fermi e $g \sim \frac{3A}{4\pi^2}$ a densidade de estados de partícula-única.

A densidade de estados de *partícula-buraco*, $\omega(p, h, E)$, é definida como:

$$\begin{aligned}
 \omega(p, h, E) &= \frac{g^N}{p!b!(N-1)!} \sum_{i=0}^p \sum_{k=0}^b (-1)^{i+k} \binom{p}{i} \binom{b}{k} \\
 &\times \Theta(E - \alpha_{pb} - iB - kF) (E - A_{pb} - iB - kF)^{N-1}
 \end{aligned} \quad (3.71)$$

com A_{pb} e α_{pb} definidos como:

$$A_{pb} = \frac{1}{4} \left(\frac{p^2 + p}{g} + \frac{b^2 - 3b}{g} \right) \quad (3.72)$$

e

$$\alpha_{pb} = \frac{1}{4} \left(\frac{p^2 + p}{g} + \frac{b^2 - b}{g} \right) \quad (3.73)$$

Nas relações (3.69) e (3.70), foi usada a notação abreviada para as densidades:

$$\omega(p, b, U^{N+v}) = \begin{cases} \frac{g^{p+b}}{p!b!(p+b-1)!} \sum_{i=0}^p \sum_{k=0}^b (-1)^{i+k} \binom{p}{i} \binom{b}{k} \\ \times \Theta(U - iB - kF) (U - iB - kF)^{N+v} & \text{para } U > 0 \\ 0 & \text{para } U \leq 0 \end{cases} \quad (3.74)$$

No formalismo de FKK, a função $Y_n^{\downarrow n+2}$ é escrita numa forma bem mais simplificada do que a descrita acima, desenvolvida por Oblozinský;

$$Y_{n,FKK}^{\downarrow n+2} = g \frac{(gE)^2}{2(n+1)} \quad (3.75)$$

É interessante comparar estas duas aproximações. A seguir apresentamos os resultados dos cálculos das larguras de “damping” feitos com as aproximações de FKK e Oblozinský.

3.6 Resultados de largura de “damping” para o ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb

Apresentamos nesta seção o resultado dos cálculos das larguras de “damping”, $\Gamma_{1p1b}^{\downarrow 2p2b}$, realizados a partir dos formalismos de FKK e Oblozinský para os núcleos de ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb , conforme mostram as figuras 3.10, 3.11 e 3.12. Os cálculos das larguras de “damping” foram feitos considerando-se uma base contendo todos os estados ligados de partícula (buraco)-única, mostrados na Tabela 3.5, em intervalos de energia no entorno dos centróides das ressonâncias de cada um dos núcleos. Os valores dos parâmetros g e σ utilizados nos cálculos, foram aqueles de FKK [Fe 80], i.e.,

$$\sigma = \left(\frac{\sqrt{12}}{45\pi} \frac{A^{\frac{5}{3}}}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{com} \quad g \sim \frac{3A}{4\pi^2}$$

Observa-se nas figuras que a aproximação de FKK é bastante boa para todos os casos estudados. Em particular, para o ^{40}Ca encontramos uma largura de "damping" da ordem de 1MeV para uma energia de excitação $E \sim 17\text{MeV}$, concordando, razoavelmente, com os resultados obtidos para a contribuição de pré-equilíbrio no decaimento da RGE2 no ^{40}Ca . Para o ^{208}Pb observamos que a largura de propagação, $\Gamma_{1p1b \rightarrow 2p2b}^{\downarrow} \sim 4\text{MeV}$, é da ordem da largura total da ressonância o que também está de acordo com resultados anteriores, já que no caso do Pb o decaimento da RG é quase que exclusivamente estatístico.

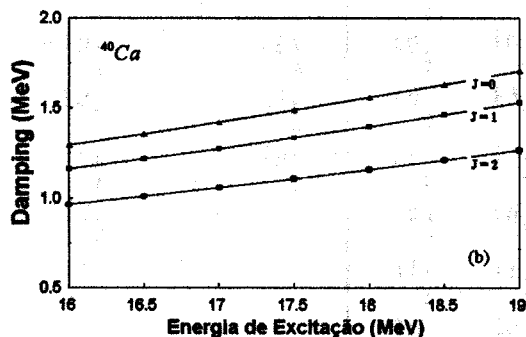
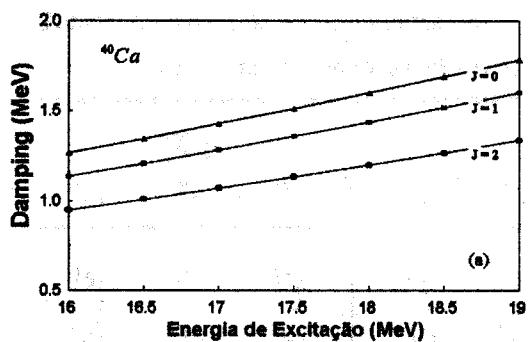


Fig 3.10 Larguras de damping ($1p-1b \rightarrow 2p-2b$) para as ressonâncias gigantes E0, E1 e E2 no ^{40}Ca , calculadas (a) na aproximação de FKK e (b) na aproximação de [Bo 91, Ob 86].

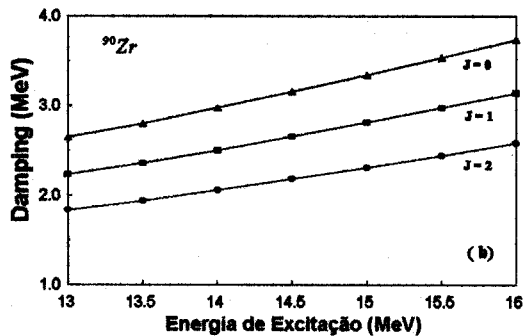
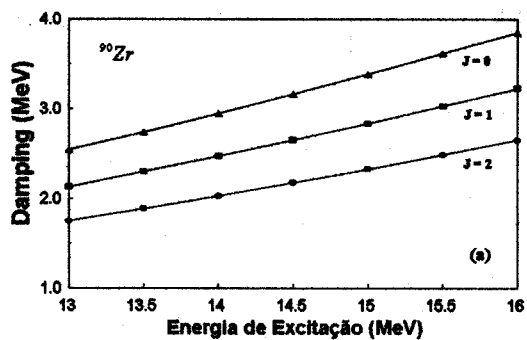


Fig. 3.11 O mesmo para o ^{90}Zr .

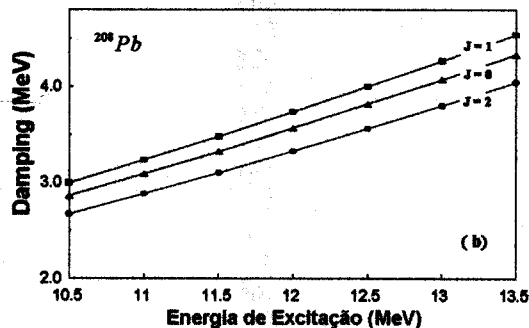
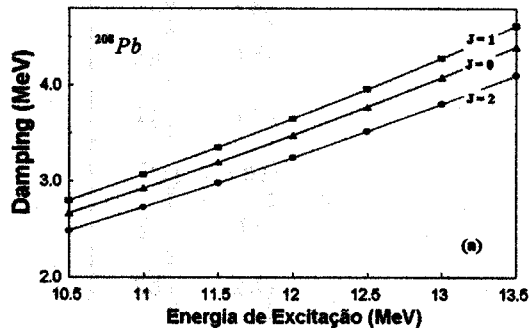


Fig. 3.12 O mesmo para o ^{208}Pb

Tabela 3.5 Níveis de partícula-única ($p_{\pi,\nu}$) e buraco-único ($b_{\pi,\nu}$) utilizados no cálculo. Os índices π e ν referem-se a prótons e nêutrons, respectivamente.

⁴⁰ Ca			⁹⁰ Zr				²⁰⁸ Pb			
$b_{\pi,\nu}$	p_{π}	p_{ν}	b_{π}	b_{ν}	p_{π}	p_{ν}	b_{π}	b_{ν}	p_{π}	p_{ν}
$1s_{\frac{1}{2}}$	$1f_{\frac{7}{2}}$	$1f_{\frac{7}{2}}$	$1s_{\frac{1}{2}}$	$1s_{\frac{1}{2}}$	$1g_{\frac{9}{2}}$	$2d_{\frac{5}{2}}$	$1s_{\frac{1}{2}}$	$1s_{\frac{1}{2}}$	$1h_{\frac{9}{2}}$	$2g_{\frac{9}{2}}$
$1p_{\frac{3}{2}}$	$2p_{\frac{3}{2}}$	$2p_{\frac{3}{2}}$	$1p_{\frac{3}{2}}$	$1p_{\frac{3}{2}}$	$2d_{\frac{5}{2}}$	$1f_{\frac{7}{2}}$	$1p_{\frac{3}{2}}$	$1p_{\frac{3}{2}}$	$2f_{\frac{7}{2}}$	$1i_{\frac{11}{2}}$
$1p_{\frac{1}{2}}$		$2p_{\frac{1}{2}}$	$1p_{\frac{1}{2}}$	$1p_{\frac{1}{2}}$	$1g_{\frac{7}{2}}$	$1h_{\frac{11}{2}}$	$1p_{\frac{1}{2}}$	$1p_{\frac{1}{2}}$	$1i_{\frac{13}{2}}$	$3d_{\frac{3}{2}}$
$1d_{\frac{5}{2}}$		$1f_{\frac{5}{2}}$	$1d_{\frac{5}{2}}$	$1d_{\frac{5}{2}}$	$1h_{\frac{11}{2}}$	$3s_{\frac{1}{2}}$	$1d_{\frac{5}{2}}$	$1d_{\frac{5}{2}}$	$2f_{\frac{5}{2}}$	$4s_{\frac{1}{2}}$
$2s_{\frac{1}{2}}$		$1g_{\frac{9}{2}}$	$2s_{\frac{1}{2}}$	$2s_{\frac{1}{2}}$	$3s_{\frac{1}{2}}$	$2d_{\frac{3}{2}}$	$2s_{\frac{1}{2}}$	$2s_{\frac{1}{2}}$	$3p_{\frac{3}{2}}$	$1j_{\frac{15}{2}}$
$1d_{\frac{3}{2}}$			$1d_{\frac{3}{2}}$	$1d_{\frac{3}{2}}$			$1d_{\frac{3}{2}}$	$1d_{\frac{3}{2}}$		$2g_{\frac{7}{2}}$
			$1f_{\frac{7}{2}}$	$1f_{\frac{7}{2}}$			$1f_{\frac{7}{2}}$	$1f_{\frac{7}{2}}$		$3d_{\frac{3}{2}}$
			$2p_{\frac{3}{2}}$	$2p_{\frac{3}{2}}$			$2p_{\frac{3}{2}}$	$2p_{\frac{3}{2}}$		
			$1f_{\frac{5}{2}}$	$1f_{\frac{5}{2}}$			$1f_{\frac{5}{2}}$	$1f_{\frac{5}{2}}$		
			$2p_{\frac{1}{2}}$	$2p_{\frac{1}{2}}$			$2p_{\frac{1}{2}}$	$2p_{\frac{1}{2}}$		
				$2g_{\frac{9}{2}}$			$1g_{\frac{9}{2}}$	$2g_{\frac{9}{2}}$		
							$2d_{\frac{5}{2}}$	$2d_{\frac{5}{2}}$		
							$1g_{\frac{7}{2}}$	$1g_{\frac{7}{2}}$		
							$1h_{\frac{11}{2}}$	$1h_{\frac{11}{2}}$		
							$3s_{\frac{1}{2}}$	$3s_{\frac{1}{2}}$		
							$2d_{\frac{3}{2}}$	$2d_{\frac{3}{2}}$		
								$1h_{\frac{9}{2}}$		
								$2f_{\frac{7}{2}}$		
								$2f_{\frac{5}{2}}$		
								$3p_{\frac{3}{2}}$		
								$1i_{\frac{13}{2}}$		
								$3p_{\frac{1}{2}}$		

Capítulo 4

Conclusões

No contexto dos cálculos de $(1qp + 3qp)$ com uma interação delta de superfície como interação residual, foram analisados os dados experimentais disponíveis sobre espectro de energia, momentos elétrico e magnético e fatores espectroscópicos. Pela primeira vez, é apresentada uma descrição unificada incluindo spins baixos e altos de isótopos ímpares de *Pb*. Pudemos constatar que o presente modelo descreve as principais características do esquema de níveis experimentais para os estados de mais baixa energia. Para uma descrição mais precisa para os espectros dos isótopos mais leves é necessário que se obtenha

informações sobre os estados de partícula-única nestes núcleos. Obtemos uma melhora significativa em relação a cálculos anteriores de $(1qp + 3qp)$ sem projeção em número de partículas.

As propriedades dos níveis de mais baixa energia dos isótopos ímpares de *Te* emergem com o acoplamento quase-partícula-fônon. O modelo é melhorado com a inclusão da projeção em número de partículas. A comparação com os resultados de cálculos feitos com formalismo usual (sem projeção em número de partículas) mostra que a restauração da simetria no número de partículas pode afetar, de maneira apreciável, as propriedades descritas por uma particular configuração de função de onda.

No estudo do decaimento das RG mostramos que a análise do espectro de partículas emitidas no decaimento da RG fica bastante simplificada e transparente quando utilizamos a separação dos canais tipo de partículas — como proposto em [Te 94] — no modelo geral de [Di 86c]. Uma das vantagens é que podemos analisar o espectro de cada tipo de partícula independentemente e, conseqüentemente, ajustar cada μ_k parcial (e a correspondente largura de escape) em cada espectro. Isto foi feito tanto na RGE0 no ^{90}Zr , onde os canais de prótons e de nêutrons foram estudados, quanto no decaimento da RGE2 no ^{40}Ca , onde apenas o canal de prótons foi analisado.

Na análise do espectro do decaimento por prótons da RGE2 no ^{40}Ca , os modos de decaimento da RG foram estudados e os resultados mostram que as contribuições semi-direta e de pré-equilíbrio devem ser incluídas, juntamente com os cálculos estatísticos. É importante salientar a necessidade da inclusão do decaimento de pré-equilíbrio, com a

presença de excitações mais complicadas que $(1p - 1b)$ neste modo de decaimento, para que se possa ajustar os dados experimentais.

Finalmente, fizemos uma avaliação das larguras de “damping” de $(1p-1b) \rightarrow (2p-2b)$ para os núcleos ^{40}Ca , ^{90}Zr e ^{208}Pb , com as aproximações de Olozinský e de FKK. Os cálculos foram feitos para energias no entorno dos centróides das RG de cada núcleo. As figuras 3.10, 3.11 e 3.12 mostram que os resultados obtidos com a aproximação, bastante simplificada, de FKK são bons para todos os casos estudados. De particular interesse é a largura de “damping” para a ressonância gigante de quadrupolo no ^{40}Ca , ~ 1 MeV para uma energia de excitação $E \sim 17$ MeV, o que concorda com a avaliação feita para a contribuição de pré-equilíbrio no decaimento da GQR no ^{40}Ca .

Referências

- [An 77] R.E. Anderson, fcxPA. Batay-Csorba, R.A. Emigh, ER Flynn, D.A. Lind, P.A. Smith, C.D. Zafiratos and R.I. de Vries, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 987.
- [An 86] M. Anselment, W. Faubel, S. Goring, A. Hanser, G. Meisel, H. Rebel and G. Schatz, Nucl. Phys. **451** (1986) 471.
- [Ar 63] R. Arvieu, Ann. Phys. **8** (1963) 407
- [Ba 57] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, (1957) 1175
- [Ba 60] B.F. Bayman, Nucl. Phys. **15** (1960) 33
- [Be 85] J.R. Beene, G.P. Bertsch, P.P. Bortignon and R.A. Broglia, Phys. Lett. **B164** (1985) 19.
- [Be 89] N. Benczer-Koller, G. Lenner, R. Tanczyn, A. Pakou, G. Kumbartzki, A. Piqué, D. Barker, D. Berdichevsky and L. Zamick, Phys. Rev. **C40** (1989) 77.
- [Bl 63] B. Block and H. Feshbach, Ann. Phys. **23** (1963) 47
- [Bl 92] Y. Blumenfeld et al, Nucl. Phys. **A538** (1992) 565c
- [Bo 36] N. Bohr, Nature **137** (1936) 344
- [Bo 58] N.N. Bogoliubov, Nuovo Cimento **7** (1958) 794
J.G. Valatin, Nuovo Cimento **7** (1958) 843
- [Bo 75] P. Boolchand, M. Tenhover, S. Jha, G. Langouche, B.B. Triplett, S.S. Hanna and P. Jena, Phys. Lett. **54A** (1975) 293.

- [Bo 89] W.T.A. Borghols et al., Nucl. Phys. **A504** (1989) 231
- [Bo 91] R. Bonetti, M.B. Chadwick, P.E. Hodgson, B.V. Carlson and M.S. Hussein, Phys. Rep. **202** (1991) 1
- [Br 77] P.J. Brussaard and P.W.M. Glaudemans, *Shell Model Applications in Nuclear Spectroscopy*, North Holland, (1977)
- [Ce 95] C.A.P. Ceneviva, L. Losano, N. Teruya and H. Dias Int. Jour. Mod. Phys. **4** (1995) 419
- [Ce 97a] C.A.P. Ceneviva, L. Losano, N. Teruya and H. Dias, Nucl. Phys. A **619** (1997) 129
- [Ce 97b] C.A.P. Ceneviva, N. Teruya, H. Dias and M.S. Hussein, Phys. Rev. **C55** (1997) 58
- [Ce 97c] C.A.P. Ceneviva, N. Teruya, H. Dias and M.S. Hussein, Phys. Rev. submetido ao Phys. Rev. C
- [Ch 89] Z. Chunmei, Nucl. Data Sheets **57** (1989) 1.
Z. Chunmei, Nucl. Data Sheets **62** (1991) 443.
- [Ch 96] L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi, C.P. Silva, H. Dias, L. Losano and C.A.P. Ceneviva, Nucl. Phys. A **597** (1996) 253
- [Co 56] L.N. Cooper, Phys. Rev. **104** (1956) 1189
- [De 84] J. Dembczynski and H. Rebel, Z. Phys. A **315** (1984) 137.
- [Di 73] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach and M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269

- [Di 80] H. Dias, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, 1980
H. Dias and F. Krmpotic, Phys. Lett. **112B** (1982) 103
- [Di 84] H. Dias and E. Wolyneec, Phys. Rev. **C30**, 1164 (1984).
- [Di 85] H. Dias and E. Wolyneec, *Proc. Int. Symposium on Nuclear Shell Model*, edited by M. Vallieres and B.H. Wildenthal World Scientific (1985) 660.
- [Di 86a] H. Dias, N. Teruya and E. Wolyneec, Phys. Rev. **C33** (1986) 1955.
- [Di 86b] H. Dias, M.S. Hussein, B.V. Carlson and A.C. Merchant,
Phys. Lett. **B173** (1986) 355.
- [Di 86c] H. Dias, M.S. Hussein and S.K. Adhikari, Phys. Rev.Lett. **57** (1986) 1988.
- [Di 94a] H. Dias and L. Losano, Phys. Rev. C **50** (1994) 1377
- [Di 94b] H. Diessener et al, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994
- [Dr 90] S. Drozd, S. Nishizaki, J. Speth and J. Wambach, Pys. Rep. **197** (1990) 1
- [Du 84] P. Van Duppen, E. Coenen, K. Deneffe, M. Huyse, K. Heyde and.
P Van Isacker; Phys. Rev. Lett **52** (1984) 1974.
- [Du 85] P. Van Duppen, E. Coenen, K. Deneffe, M. Huyse, K. Heyde and. J.L. Wood;
Phys. Rev. Lett. **154B** (1985) 354; Phys. Rev. C **35** (1987) 1861.
- [Du 90] P Van Duppen, M. Huyse and J.L. Wood, J. Phys. **G 16** (1990) 441-
- [En 90] P. M. Endt, Nucl. Phys. **A521** (1990) 1
- [Fe 55] E. Feenberg, *Shell Theory of the Nucleus*, Princeton, University Press,
Princeton, (1955)
- [Fe 58] Herman Feshbach, Ann. Phys. **5** (1958) 357

- [Fe 60] H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy, Part B, edited by P. Ajzenberg-Selove
(Academic Press, New York, 1960).
- [Fe 62] Herman Feshbach, Ann. Phys. **19** (1962) 287
- [Fe 67] H. Feshbach, A. Kerman and R.H. Lemmer, Ann. Phys. **41** (1967) 230
- [Fe 80] H. Feshbach, A. Kerman and S. Koonin, Ann. Phys. **125** (1980) 429
- [Fr 81] W.A. Friedman, M.S. Hussein, K.W. MacVoy and P. Mello,
Phys. Rep. **77** (1981) 47
- [Ge 79] R. Geerts, C. Nuytten, E. Schoeters, R. Silverans and L. Vanneste,
Phys. Rev. **C20** (1979) 1171.
- [Ge 80] R. Geerts, C. Nuytten, E. Schoeters, R. Silverans and L. Vanneste,
Phys. Rev. **C21** (1980) 439.
- [Ha 52] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87** (1952) 366
- [Ha 82] R. de Haro, S. Krewald and J. Speth, Nucl. Phys. A **388** (1982) 265
- [Hi 53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1106
J.J. Griffin and J.A. Wheeler. Phys. Rev. **108** (1957) 311
- [Hu 79] M. S. Hussein and K.W. MacVoy, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1645
- [Io 82] M. Ionescu-Bujor, A. Iodachescu, E.A. Ivanov, G. Pascovici and
D. Plostimaru, Chen. Yilung, Hyperfine Interactions **12** (1982) 307.
- [Ke 73] W. Kessel, R. Bass and R. Wechsung, Nucl. Phys. A **206** (1973) 193
- [Ki 64] L.S. Kisslinger and R.A. Sorensen, Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk **32** (1964) no. 9;
Rev. Mod. Phys. **3** (1963) 853.

- [Ki 66] L.S. Kisslinger, Nucl. Phys. **78** (1966) 341
- [Ku 66] T.T.S. Kuo, E.U. Baranger and M. Baranger, Nucl. Phys. **79** (1966) 512
- [Ku 72] A. Kuriyama et al., Prog. Theor. Phys. **47** (1972) 498
- [La 75] B. Lakowski and P. Van Leuven, Physica **80A** (1975) 561
- [La 77] G. Langouche, B.B. Triplett, N.S. Dixon, S.S. Hanna, and P. Boolchand, Phys. Rev. **C15** (1977) 1043.
- [La 80] R.D. Lawson, *Theory of Nuclear Shell Model*, Clarendon Press, Oxford, 1980
- [Lh 75] G. Lhersonneau, J. De Raedt, H. Van de Voorde, H. Ocms, R. Haroutunian, E. Schoeters, R.E. Silverans and L. Vanneste, Phys. Rev. **C12** (1975) 609.
- [Li 90] A. Lindner, H. Trieb, T. Von Egidy, H. Hiller, J. Klorn, U. Mayerhofer, A. Walter and A.H. Wapstra Nucl. Instr. and. Meth. A **297** (1990) 217.
- [Lo 68] J.S. Lopes, B.C. Robertson, R.D. Gill, R.A.I. Bell and H.J. Rose, Nucl. Phys. **A206** (1968) 241
- [Lo 86] L. Losano, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, 1986
- [Lo 88] L. Losano, H. Dias, F. Krmpotic and B.H. Wildenthal, Phys. Rev. C **38** (1988) 2902
- [Ma 72] P. Martin, M. Buenerd, Y. Dupont and M. Chambre, Nucl. Phys. **A185** (1972) 465
- [Ma 93] M.J. Martin, Nucl. Data Sheets **70** (1993) 315.
- [NDS] Nuclear Data Sheets
J. Blachot and G. Marguier, NDS **67** (1992) 1.

- J. Blachot and G. Marguier, NDS **66** (1992) 451.
- K. Kitao, M. Kanbe and K. Ogawa, NDS **67** (1992) 327.
- T. Tamura, H. Iimura, K. Miyano and S. Ohya, NDS **64** (1991) 323.
- T. Tamura, Z. Matumoto, K. Miyano and S. Ohya, NDS **29** (1980) 453
- T. Tamura, Z. Matumoto and M. Ohshima, NDS **32** (1981) 497.
- A. Hashizume, Y. Tendow, K. Kitao, M. Kanbe and T. Tamura,
NDS **35** (1982) 181
- A. Hashizume, Y. Tendow and T. Ohshima, NDS **39** (1983) 551
- R.L. Auble, H.R. Hiddleston and C.P. Browne, NDS **17** (1976) 573 .
- [Fu 76] G.H. Fuller, J. Phys. Chem. Ref. Data **5** (1976) 835.
- [Ni 68] D.B. Nichols and M.T. Ellistrem, Phys. Rev. **166** (1968) 166
- [Ob 86] P. Oblozinsky Nucl. Phys. A **453** (1986) 127
- [Ot 69] P.L. Ottaviani and M. Savoia, Phys. Rev. **178** (1969) 1594
P.L. Ottaviani and M. Savoia, Phys. Rev. **187** (1969) 1306
P.L. Ottaviani and M. Savoia, Nuovo Cimento **67A** (1970) 630
- [Pe 87] J. Penninga, W.H.A. Hesselink, A. Balandra, A. Stolk, H. Verheul, J. Klinken,
H.J. Riezebos and M.J A. de Voigt, Nucl. Phys. A **471** (1987) 535.
- [Pi 87] A.F.R. de Toledo Piza, Rev. Bras. Fis. **17** (1987) 195
- [Po 90] C. Pomar, J. Blomquist, R.J. Liotta and A. Insolia, Nucl. Phys. A
515 (1990) 381
- [Ra 79] J. Rapaport, V. Kulami and R.W. Finlay, Nucl. Phys. A **330** (1979) 15

- [Te 86] N. Teruya, *Tese de mestrado*, Universidade de São Paulo (1986).
- [Te 88] N. Teruya, H. Dias and E. Wolyned, Phys. Rev. **C37** (1988) 2121.
- [Te 91] N. Teruya, A.F.R. de Toledo Piza and H. Dias, Phys. Rev. **C 44** (1991) 537
- [Te 93] N. Teruya, H. Dias and A.F.R. de Toledo Piza, Nucl. Phys. **A556** (1993) 157
- [Te 94] N. Teruya and H. Dias, Phys. Rev. **C 50** (1994) R2668
- [Te 97] N. Teruya, C.A.P. Ceneviva, H. Dias e L. Losano, Phys. Rev.
C55 (1997) 1998
- [Th 83] R.C. Thompson, M. Anselment, K. Bekt, S. Goring, A. Hanser, G. Meisel,
H. Rebel, G. Schatz and B.A. Brown, J. Phys. **G 9** (1983) 443.
- [Ti 69] R. Tickle and J. Bardwick, Phys. Rev. **178** (1969) 2006.
- [Vo 68] E. Vogt, Adv. in Nucl. Phys. **1** (1968) 261
- [Vo 69] H. Vonach and M. Hille, Nucl. Phys. **A217** (1969) 289
- [Wa 70] W. L. Wang e C. M. Shakin, Phys. Lett. **32B 6** (1970) 421
- [Wo 87] A. Van der Woude, Progr. Part. and Nucl. vol.18, ed. A. Faessler (1987) 217